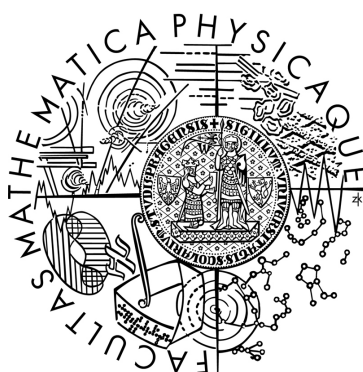


Univerzita Karlova v Praze
Matematicko-fyzikální fakulta

DIPLOMOVÁ PRÁCE



Vít Saidl

Studium magneticky uspořádaných materiálů pomocí optické spektroskopie

Katedra chemické fyziky a optiky

Vedoucí diplomové práce: doc. RNDr. Petr Němec, Ph. D.

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: Optika a optoelektronika

Praha 2013

Na tomto místě bych rád poděkoval doc. RNDr. Petru Němcovi, Ph. D., za mnoho cenných rad spojených jak se samotným měřením, tak s vyhodnocováním změřených dat a psaním diplomové práce. Dále děkuji Mgr. Dagmar Butkovičové, Mgr. Tomáši Jandovi a RNDr. Nadě Tesařové, Ph. D. za pomoc s experimentální částí práce. Nakonec děkuji rodičům za podporu.

Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou práci vypracoval samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů, literatury a dalších odborných zdrojů.

Beru na vědomí, že se na moji práci vztahují práva a povinnosti vyplývající ze zákona č. 121/2000 Sb., autorského zákona v platném znění, zejména skutečnost, že Univerzita Karlova v Praze má právo na uzavření licenční smlouvy o užití této práce jako školního díla podle § 60 odst. 1 autorského zákona.

V Pardubicích dne 29. 7. 2013

Vít Saidl

Název práce: Studium magneticky uspořádaných materiálů pomocí optické spektroskopie

Autor: Vít Saidl

Katedra / Ústav: Katedra chemické fyziky a optiky

Vedoucí diplomové práce: doc. RNDr. Petr Němec, Ph. D., Katedra chemické fyziky a optiky

Abstrakt: V této práci se zabýváme studiem tenkých epitaxních vrstev nového antiferromagnetického polokovu CuMnAs pomocí časově rozlišených magnetooptických experimentů. V 10 nm vrstvě CuMnAs jsme pozorovali harmonickou závislost dynamického magnetooptického signálu na orientaci lineární polarizace sondovacího pulsu. To ukazuje, že v této 10 nm vrstvě existuje uniaxiální magnetická anizotropie v rovině vzorku, která je detekována pomocí kvadratického magnetooptického jevu - tzv. magnetického lineárního dichroismu. Z naměřených dat jsme určili také Néelovu teplotu a spektrální závislost magnetooptického koeficientu popisujícího velikost magnetického lineárního dichroismu v tomto vzorku.

Klíčová slova: antiferromagnetická spintronika, ultrarychlá laserová spektroskopie, magnetický lineární dichroismus, CuMnAs

Title: Investigation of magnetically-ordered materials by optical spectroscopy

Author: Vít Saidl

Department: Department of Chemical Physics and Optics

Supervisor: doc. RNDr. Petr Němec, Ph. D., Department of Chemical Physics and Optics

Abstract: In this work we study thin epilayers of new antiferromagnetic semimetal CuMnAs by time-resolved magneto-optical experiments. In 10 nm layers of CuMnAs, we observed a harmonic dependence of the dynamical magneto-optical signal on the orientation of probe pulse linear polarization. This shows that in this 10 nm layer there is an in-plane uniaxial magnetic anisotropy which can be detected due to a quadratic magneto-optical effect - magnetic linear dichroism. From the measured data we also estimated the Néel temperature and the spectral variation of the magneto-optical coefficient describing the magnitude of the magnetic linear dichroism in this sample.

Keywords: antiferromagnetic spintronics, ultrafast laser spectroscopy, magnetic linear dichroism, CuMnAs

Obsah

Úvod	1
1. Výměnná interakce	3
1.1 Původ výměnné interakce	3
1.2 Přímá výměna	5
1.3 Supervýměnná interakce	6
1.4 s(p)-d výměnná interakce	7
1.5 Spin-orbitální interakce	7
2. Magnetické materiály	8
2.1 Feromagnetismus	8
2.2 Ferimagnetismus	10
2.3 Antiferomagnetismus	10
2.4 Vliv magnetického pole na antiferomagnetika	11
2.5 Magnetická anizotropie	14
2.6 Geometrie antiferomagnetů	14
2.7 Parametr uspořádání	15
3. Magnetooptické jevy	17
3.1 Magnetický kruhový dvojlom	19
3.2 Magnetický kruhový dichroismus	20
3.3 Magnetický lineární dvojlom	21
3.4 Magnetický lineární dichroismus	22
3.5 Dynamický magnetooptický signál	24
4. Interakce světla s antiferomagnety	26
4.1 Vliv silného laserového pulsu na (anti)feromagnet	26
4.2 Laserem vyvolaná ultrarychlá reorientace spinů v antiferomagnetickém ortoferitu TmFeO_3	27
4.3 Ovlivnění magnetizace inverzním Faradayovým jevem v antiferomagnetickém ortoferitu DyFeO_3	29
4.4 Koherentní akustické fonony	31
4.5 Ovlivňování spinových vln v antiferomagnetech pomocí koherentních terahertzových pulsů	32
4.6 Ovlivnění směru magnetizace v antiferomagnetech prostřednictvím mechanismů založených na setrvačnosti	35
5. Studované vzorky	38
6. Popis experimentálních metod	40
6.1 Experimentální uspořádání	40
6.2 Optický můstek	42
6.3 Výpočet magnetooptického signálu z naměřených dat	44
6.4 Původ měřeného signálu	45
6.5 Měření statických magnetooptických koeficientů	45
7. Experimenty v reflexní geometrii	47
8. Experimenty v transmisní geometrii	53

9. Určení statického magnetooptického koeficientu	65
Shrnutí výsledků	72
Literatura	74
Seznam použitých zkratk	77

Úvod

Současná počítačová technika je postavena na manipulaci s elektrony, přičemž v převážné většině aplikací se u těchto elementárních částic využívá jejich náboje. Snaha o zlepšení parametrů vyráběných přístrojů vedla k postupné miniaturizaci součástek. Jejich velikost ale nelze zmenšovat donekonečna - od cca 10 nm [1] se na elektron musí začít aplikovat zákony kvantové mechaniky (se značným zjednodušením můžeme prohlásit, že se elektron přestane chovat jako kulička a místo toho se musí pojmát coby vlna), s čímž ovšem současná elektronika není kompatibilní. Jeden z možných způsobů, jak naznačený problém obejít, spočívá ve využití další vlastnosti elektronu - spinu. Vědci odvětví zabývající se touto problematikou nese název spintronika.

Zatím jedinou hojně využívanou aplikací spintroniky jsou čtecí hlavy pevných disků založené na gigantické magnetorezistenci (GMR), resp. tunelovací magnetorezistenci (TMR). Fungování zmíněných jevů si nastíníme na následujícím jednoduchém modelu. Mějme dvě feromagnetické vrstvy (orientace magnetizace první je pevná, u druhé směr magnetizace můžeme měnit), mezi nimiž se nachází vodivá (GMR), případně nevodivá (TMR) nemagnetická vrstva. Do této součástky pustíme proud. Jsou-li orientace magnetizací feromagnetických vrstev paralelní, elektrony s jedním směrem spinu lehce projdou a odpor je tak malý. V antiparalelním uspořádání jsou rozptylovány všechny elektrony (vždy od vrstvy s opačnou orientací, než má spin částice), což vede k odporu velkému. Aplikace těchto jevů vedla k dramatickému nárůstu hustoty zápisu na pevné disky. Více podrobností lze nalézt v [2].

Spin elektronu lze též využít ke konstrukci tzv. spinového tranzistoru. Zatím na světě existuje pouze několik prototypů. Spinový tranzistor funguje na podobném principu jako klasický FET. Rozdíl spočívá ve faktu, že je materiál elektrod většinou feromagnetický a tedy tranzistorem proudí spinově polarizovaný proud. Předpokládejme, že je orientace magnetizace v obou elektrodách stejná. Není-li na hradlo přiložené napětí, orientace spinu ve vodivém kanálu se nemění a součástkou teče proud. S napětím na hradle ale dojde ke změně orientace spinů v polovodičovém kanálu mezi elektrodami a tím i k zvětšení odporu. Další informace k tématu se nacházejí v [3].

Poslední aplikací, kterou bychom rádi zmínili, jsou magnetické paměti typu RAM (MRAM), které fungují na podobném principu jako předchozí součástky (viz [4]). Mezi jejich výhody patří relativně malá spotřeba elektrické energie a schopnost uchovávat data i po vypnutí počítače. Bohužel v současné době má nejlepší MRAM na trhu velikost pouhých 64 Mb [5]. Vyšší miniaturizaci zatím brání mimo jiné materiál použitý na jejich výrobu - feromagnetny. Umístíme-li je totiž příliš blízko sebe, začnou se navzájem ovlivňovat, což má na informace v nich uložené nepříznivý účinek. Tato skutečnost motivuje hledání vhodnějších materiálů, jimiž by mohla být antiferomagnetika [6, 7, 8]. Právě těmto materiálům (konkrétně CuMnAs) se věnuje tato diplomová práce.

V kapitole 1 popisujeme výměnnou interakci, neboť právě ta je zodpovědná za antiferomagnetismus. Kapitola 2 se zaměřuje na magnetické materiály, hlavně pak na antiferomagnetika. Třetí kapitola se zabývá magnetooptickými jevy, které lze využít ke zkoumání vlastností vzorků. Čtvrtá kapitola popisuje v časopisecké literatuře publikované experimenty, jejichž společným jmenovatelem je interakce světla s antiferomagnetny. V kapitole 5 se věnujeme vlastnostem námi zkoumaných vzorků CuMnAs. Šestá kapitola je zasvěcena popisu experimentálního uspořádání a experimentálních metod. V kapitole 7 se nalézají výsledky měření v reflexní geometrii, v kapitole 8 pak v transmisní geometrii. V kapitole 9 studujeme možnost určení statického magnetooptického koeficientu, který je spjat s velikostí magnetického lineárního dichroismu.

1. Výměnná interakce

Pro paramagnetické látky je typické, že magnetické momenty jednotlivých atomů či molekul, z nichž se skládají, míří do náhodných směrů. Stejně orientace momentů docílíme jedině přiložením vnějšího magnetického pole. U některých materiálů (v dalších kapitolách popsanych feromagnetů, antiferomagnetů a ferimagnetů) však pozorujeme uspořádání bez jakéhokoli externího působení. Uplatňují se v nich totiž nejrůznější druhy interakcí, přičemž popisu základních typů nejdůležitější¹ z nich - interakci výměnné - věnujeme tuto kapitolu.

1.1 Původ výměnné interakce [9]

Mějme interakční hamiltonián, v němž je popsána interakce dvou částic se spinem $\frac{1}{2}$

$$\hat{H}^{spin} = A\hat{s}^a\hat{s}^b \quad (1.1)$$

Zde \hat{s}^a a \hat{s}^b jsou operátory spinu výše zmíněných částic. Celkový spin zapíšeme jako

$$\hat{s}^{tot} = \hat{s}^a + \hat{s}^b \quad (1.2)$$

Jsou-li spiny paralelní, je velikost celkového spinu rovna $s = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} = 1$. Pakliže jsou

antiparalelní, máme $s = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} = 0$. Po umocnění (1.2) obdržíme

$$\left(\hat{s}^{tot}\right)^2 = \left(\hat{s}^a\right)^2 + \left(\hat{s}^b\right)^2 + 2\hat{s}^a\hat{s}^b \quad (1.3)$$

¹ Mezi další interakce patří např. magnetická dipólová interakce, která je ale příliš slabá. Roli hraje až při zkoumání materiálů za teplot v řádu milikelvinů.

Vlastní hodnota $(\hat{s}^{tot})^2$ obecně činí $s(s+1)$, v našem případě tedy 0 (pro $s=0$) nebo 2 (pro $s=1$). Vlastní hodnoty pro $(\hat{s}^a)^2$ (resp. $(\hat{s}^b)^2$) určíme následujícím postupem:

$$(\hat{s}^a)^2 = (\hat{s}_x^a)^2 + (\hat{s}_y^a)^2 + (\hat{s}_z^a)^2 = \left(\frac{1}{2}\right)^2 + \left(\frac{1}{2}\right)^2 + \left(\frac{1}{2}\right)^2 = \frac{3}{4} \quad (1.4)$$

Vyjádříme si poslední člen z (1.3), čímž získáme

$$\hat{s}^a \hat{s}^b = \begin{cases} \frac{1}{4} & \text{pro } s=1 \\ -\frac{3}{4} & \text{pro } s=0 \end{cases} \quad (1.5)$$

Uvažujme dva elektrony, z nichž jeden se nachází v místě r_1 a má vlnovou funkci $\psi_a(r_1)$, druhý je v r_2 a popíšeme ho pomocí $\psi_b(r_2)$. Pro vlnovou funkci singletního stavu použijeme předpis

$$\psi_s = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi_a(r_1)\psi_b(r_2) + \psi_a(r_2)\psi_b(r_1)] \chi_s \quad (1.6)$$

Zde χ_s značí antisymetrickou spinovou singletní funkci (singletní znamená, že $s=0$; jelikož vlnová funkce elektronu coby fermionu musí být antisymetrická a člen v závorce je symetrický, musí být spinová část vlnové funkce antisymetrická). S tím, že χ_T představuje symetrickou tripletní ($s=1$) spinovou funkci, můžeme napsat vlnovou funkci tripletního stavu

$$\psi_T = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi_a(r_1)\psi_b(r_2) - \psi_a(r_2)\psi_b(r_1)] \chi_T \quad (1.7)$$

Pro energie platí

$$E_s = \int \psi_s^* \hat{H} \psi_s dr_1 dr_2 \quad E_T = \int \psi_T^* \hat{H} \psi_T dr_1 dr_2 \quad (1.8)$$

a pro jejich rozdíl můžeme psát

$$E_S - E_T = 2 \int \psi_a^*(r_1) \psi_b^*(r_2) \hat{H} \psi_a(r_2) \psi_b(r_1) dr_1 dr_2 \quad (1.9)$$

(1.1) nyní přepíšeme na

$$\hat{H}^{spin} = -(E_S - E_T) \hat{s}_1 \hat{s}_2 = -2J \hat{s}_1 \hat{s}_2 \quad (1.10)$$

J zde značí výměnný integrál (používá se též termín výměnná konstanta)

$$J = \frac{E_S - E_T}{2} = \int \psi_a^*(r_1) \psi_b^*(r_2) \hat{H} \psi_a(r_2) \psi_b(r_1) dr_1 dr_2 \quad (1.11)$$

Výpočet výměnného integrálu pro obecný případ bývá složitý, lze ale vypočítat jisté obecné zákonitosti. Pokud dva elektrony patří k jednomu atomu, je výměnný integrál obvykle kladný. To vede k vytvoření tripletního stavu se symetrickou spinovou částí. Vzpomeňme si na první Hundovo pravidlo (viz např. [10]) říkájící, že se jednoelektronové stavy zaplní tak, aby se při splnění Pauliho vylučovacího principu dosáhlo maximální hodnoty celkového spinu (zjednodušeně pojato- v „rámečkovém“ diagramu orbitalů nejprve kreslíme šipky nahoru). To vede k prostorovému oddělení elektronů, přičemž se minimalizuje Coulombická energie.

Odlíšná situace nastane, pokud se dva elektrony nachází na sousedících atomech. Tehdy je pro systém výhodnější singletní stav se spinově antisymetrickou částí (podrobnější popis se dá nalézt v poslední kapitole [11]).

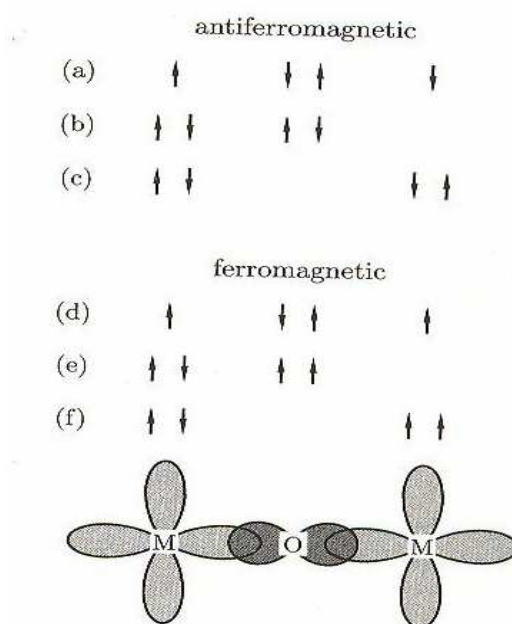
1.2 Přímá výměna [9]

Přímou výměnou rozumíme interakci elektronů na sousedících magnetických atomech skrze výměnnou interakci. K jejímu fungování není potřeba žádný prostředník. Jelikož často nedochází k dostatečnému překryvu orbitalů, nebývá přímá výměna tím nejdůležitějším mechanismem. Tento fakt bychom mohli doložit na příkladu vzácných zemin, jejichž 4f elektrony jsou silně lokalizované a velice blízké jádru. Taktéž u přechodových prvků (mezi něž patří kupříkladu Ni, Cu či Fe) nehraje přímá výměna příliš významnou roli.

1.3 Supervýměnná interakce [9]

Jedná se o nepřímou výměnnou interakci mezi nesousedícími magnetickými ionty, která je umožněna mezi nimi se nacházejícím nemagnetickým iontem. Uvažujme situaci z obr. 1.1, na němž vidíme antiferromagnet MnO. Pro jednoduchost předpokládejme, že příčina magnetického momentu tkví v jednom nespárovaném elektronu na atomu manganu. Necht' jsou momenty manganu navzájem antiferromagnetické (a). Nyní může elektron z kyslíku (ten, jehož spin míří dolů) přeskočit na levý mangan, přičemž následně se elektron z pravého manganu přesune na kyslík (případ (b)). Kyslík ale mohou opustit též oba elektrony (případ (c)), přičemž ve výsledku budou na obou manganech elektrony se spinem nahoru i dolu. Co se ale stane za situace, kdy na počátku momenty elektronů manganu míří stejným směrem (d)? Dojde k podobným přesunům jako v předešlém případě, avšak na některém atomu zůstanou dvě stejně orientované částice. Z Pauliho vylučovacího principu avšak vyplývá, že se nemohou nacházet ve stejném orbitalu, a tak se musí jeden z nich přesunout do orbitalu jiného, což ovšem stojí energii. Z toho důvodu je u MnO upřednostněno antiferromagnetické chování.

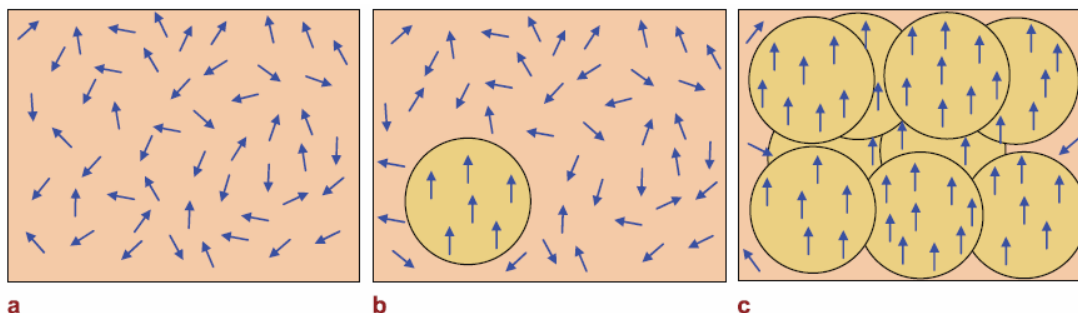
Je vhodné podotknout, že supervýměnná interakce může vést v některých látkách i k ferromagnetickému chování, byť to není tak časté.



Obr. 1.1: Supervýměnná interakce v MnO. Vysvětlení obrázku se nalází v textu kapitoly 1.3 [9].

1.4 s(p)-d výměnná interakce [12]

Jedná se o interakci mezi lokalizovanými momenty d (resp. f) slupky, kterou zprostředkovávají nosiče z s , resp. p pásů. V (Ga,Mn)As, jehož feromagnetické chování způsobuje právě tento jev, na sebe působí d -stavy atomů manganu skrze díry ve valenčním pásu (jedná se o p pás). Vazba mezi manganem a dírou má antiferomagnetický charakter, což ve výsledku znamená, že momenty atomů Mn míří stejným směrem (viz obr. 1.2).



Obr. 1.2: Schematické znázornění vzniku feromagnetismu v (Ga,Mn)As. Při malém počtu děr jsou momenty manganu orientovány náhodně (a). S rostoucí koncentrací děr (b) však vzrůstající počet momentů míří stejným směrem, až nakonec dojde k uspořádání v celém krystalu (c) [13].

1.5 Spin-orbitální interakce [14]

Tento jev nepatří mezi výměnné interakce, ale z důvodů značné důležitosti pro spintroniku ho tu musíme zmínit. Jeho původ tkví ve skutečnosti, že na libovolnou částici (v našem případě na elektron) pohybující se rychlostí \vec{v} ve vnějším elektrickém poli \vec{E} působí magnetické pole

$$\vec{B} = \left(\frac{\vec{v}}{c} \right) \times \vec{E} \quad (1.12)$$

Spin-orbitální interakce umožňuje manipulaci a detekci spinů optickými metodami (právě od světla pak pochází \vec{E} vyskytující se v (1.12)).

2. Magnetické materiály

2.1 Feromagnetismus [9]

Pro feromagnety je typické paralelní uspořádání magnetických momentů zachovávající se i bez přítomnosti magnetického pole. Příčina tohoto chování tkví ve výměnné interakci. Je-li přítomno magnetické pole B , popisuje situaci hamiltonián

$$\vec{H} = -\sum_{ij} J_{ij} \vec{s}_i \vec{s}_j + g\mu_B \sum_j \vec{s}_j \vec{B} \quad (2.1)$$

Písmeno g zde značí g -faktor, μ_B Bohrov magneton. První člen (2.1) v sobě nese informaci o výměnné energii, přičemž výměnný integrál pro nejbližší sousedy J_{ij} má v případě feromagnetů kladné znaménko. Druhý člen je spojen se Zeemanovou energií. (2.1) si přepíšeme do podoby

$$\vec{H} = g\mu_B \sum_i \vec{s}_i (\vec{B} + \vec{B}_{mf}) \quad (2.2)$$

kde

$$\vec{B}_{mf} = -\frac{2}{g\mu_B} \sum_j J_{ij} \vec{s}_j \quad (2.3)$$

představuje efektivní molekulární pole. Je to právě \vec{B}_{mf} , co natáčí sousedící magnetické momenty do stejného směru. Jelikož toto pole určuje míru uspořádání systému, můžeme předpokládat platnost vztahu

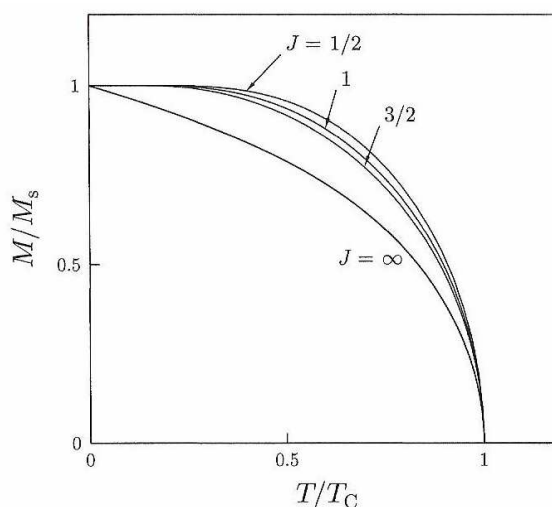
$$\vec{B}_{mf} = \lambda \vec{M} \quad (2.4)$$

Zde \vec{M} je magnetizace (suma magnetických momentů na jednotkový objem) a λ konstanta mající u feromagnetů kladné znaménko. Jelikož v sobě výměnná energie

zahrnuje velkou Coulombickou energii, bývá \vec{B}_{mf} ve feromagnetech obrovské- dosahuje velikosti tisíců tesla².

S ohledem na tvar (2.2) můžeme feromagnet pojmout jako paramagnet (látka s kladnou susceptibilitou, která však vykazuje uspořádání magnetických momentů pouze za přiloženého magnetického pole), na který působí magnetické pole $\vec{B} + \vec{B}_{mf}$. Při nízkých teplotách se magnetické momenty stočí podle \vec{B}_{mf} , přičemž jejich magnetizace dále přispívá k molekulárnímu poli. Se zvyšováním teploty začnou termální fluktuace narušovat magnetické uspořádání, které v jednom okamžiku (při dosažení Curieovy teploty T_C) definitivně vymizí (viz. obr. 2.1). S Curieovou teplotou je skrze Curie-Weissův zákon spojena i susceptibilita (μ_0 značí permeabilitu):

$$\chi = \lim_{B \rightarrow 0} \frac{\mu_0 M}{B} \propto \frac{1}{T - T_C} \quad (2.5)$$



Obr. 2.1: Závislost magnetizace na teplotě. Obě veličiny jsou normované- teplota T na Curieovu teplotu T_C , magnetizace M na saturovanou (maximální možnou) magnetizaci. Různé křivky přísluší různě velkým celkovým úhlovým momentům J , ve všech případech ale magnetizace za Curieovou teplotou mizí [9].

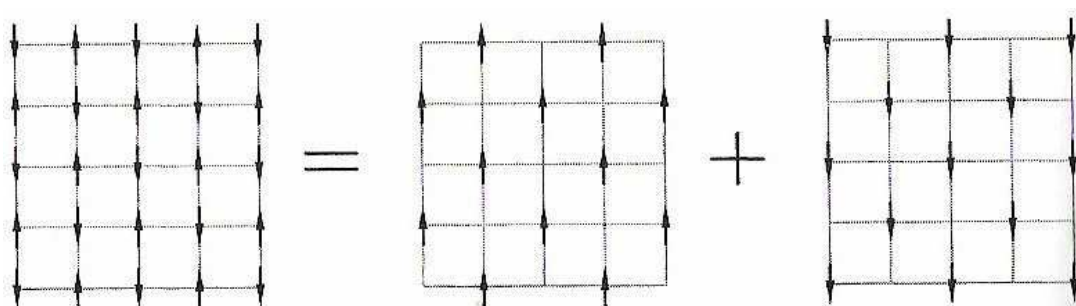
² Molekulární pole je pouze myšlenkový model, kterým si zjednodušujeme pochopení dění ve feromagnetech. Na elektrony tedy nepůsobí ohromná magnetická pole, výměnná interakce je založena čistě na elektrostatice. Věc se má tak, že pokud by molekulární pole skutečně existovalo, kdežto výměnná interakce nenastávala, muselo by mít zmíněné pole velikost v řádu tisíců T .

2.2 Ferimagnetismus [9]

Dále v textu se budeme zabývat antiferomagnety, tj. látkami s krystalovou mřížka rozložitelnou do dvou podmřížek, jejichž stejně velké magnetické momenty se navzájem vykompenzují. Může ale nastat situace, kdy mají z nějakého důvodu mřížky různě velké momenty. Ty se navzájem nevyruší a látka tak disponuje určitou makroskopickou magnetizací. Tento jev označujeme jako ferimagnetismus. Jeho závislost na teplotě bývá často složitá. Jedna podmřížka tak například určuje magnetizaci za nízkých teplot, kdežto druhá za teplot vysokých. Celková magnetizace může při tzv. kompenzační teplotě klesnout na nulu a změnit znaménko. Curie-Weissův zákon se tak na ferimagnetika nedá uplatnit.

2.3 Antiferomagnetismus [9]

V případě, že je výměnný integrál záporný, natáčí molekulární pole sousedící magnetické momenty tak, že jsou spolu antiparalelní. Tehdy mluvíme o antiferomagnetismu. Mřížku antiferomagnetického materiálu můžeme pojmout jako složení dvou podmřížek s opačnou orientací magnetizace (obr. 2.2).



Obr. 2.2: Demonstrace skutečnosti, že o antiferomagnetu lze přemýšlet jako o součtu dvou mřížek s opačným směrem magnetizace [9].

Pro každou z podmřížek (označených indexy + a -) platí analog rovnice (2.4)

$$\begin{aligned} B_+ &= -|\lambda|M_- \\ B_- &= -|\lambda|M_+ \end{aligned} \tag{2.6}$$

Konstanta λ je nyní záporná. V rovnici (2.6) jsme se snažili naznačit, že molekulární

pole jedné podmřížky závisí pouze na magnetizaci podmřížky druhé. Předpokládáme, že až na směr magnetického momentu jsou obě totožné, čili platí

$$|M_+| = |M_-| \equiv M \quad (2.7)$$

Stejně jako u feromagnetů i u antiferomagnetů existuje teplota, za kterou přestává uspořádání magnetických momentů existovat. Hovoříme o tzv. Néelově teplotě T_N . I pro ni platí Curie-Weissův zákon mající tentokrát tvar

$$\chi = \lim_{B \rightarrow 0} \frac{\mu_0 M}{B} \propto \frac{1}{T + T_N} \quad (2.8)$$

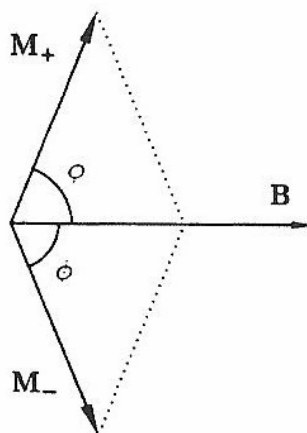
2.4 Vliv magnetického pole na antiferomagnetika [9]

V zidealizovaném případě (bez uvážení magnetické anizotropie) se magnetizace feromagnetik stočí ve směru přiloženého magnetického pole. To samé už ale neplatí pro antiferomagnetika, neboť potenciálně energeticky výhodný přesun magnetizace jedné podmřížky do polohy rovnoběžné s polem by byl negován energeticky nevýhodným přesunem magnetizace podmřížky druhé do polohy jdoucí proti poli.

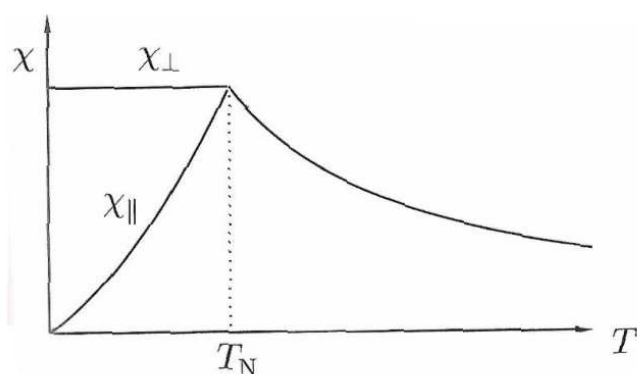
Uvažujme nejprve situaci při $T = 0$. Pokud je malé magnetické pole přiloženo paralelně k magnetizaci jedné z podmřížek (což automaticky znamená jeho antiparalelní postavení k podmřížce druhé), nestane se nic, neboť obě magnetizace jsou už saturované. Dle (2.8) tak bude platit $\chi_{\parallel} = 0$. Pokud ale to samé magnetické pole přiložíme kolmo k magnetizaci podmřížek, dojde k jejich mírnému stočení (viz obr. 2.3), díky čemuž se v materiálu objeví nenulová makroskopická magnetizace. Lze tudíž psát (s uvážením (2.8)) $\chi_{\perp} \neq 0$.

Zvýšení teploty (s tím, že se stále nacházíme pod Néelovou teplotou) vede (vlivem termálních fluktuací) ke zmenšení molekulárních polí obou podmřížek. Pro kolmé pole se toho mnoho nezmění- magnetizace obou podmřížek jsou zmenšeny stejně, totožný vliv na ně má (díky symetrii) i vnější magnetické pole. Oproti tomu pole přiložené paralelně už dokáže magnetizaci jedné podmřížky zvýšit a u druhé tu samou veličinu snížit. Vidíme tedy, že zatímco χ_{\perp} na teplotě nezávisí, χ_{\parallel} roste od

nuly k hodnotě srovnatelné s velikostí χ_{\perp} . Průběh obou susceptibilit se nachází na obr. 2.4.



Obr. 2.3: Vliv slabého magnetického pole přiloženého kolmo na magnetizace podmřížek antiferomagnetika. Vidíme, že se obě magnetizace mírně natočí, což vede ke vzniku malé makroskopické magnetizace [9].

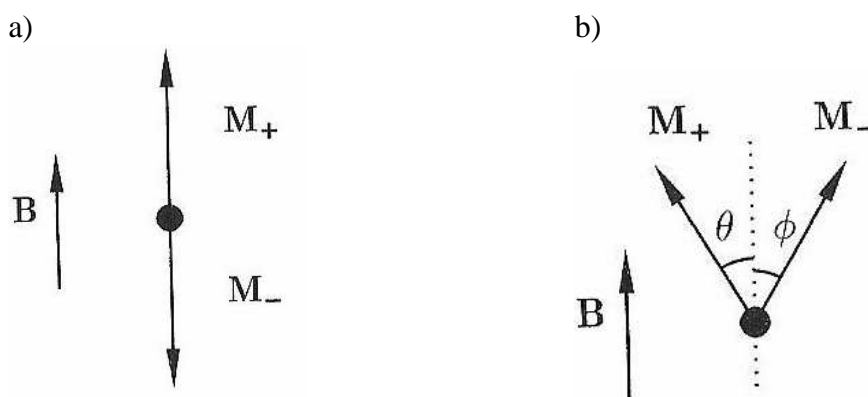


Obr. 2.4: Závislost χ_{\perp} a χ_{\parallel} na teplotě. Zatímco χ_{\perp} na teplotě nezávisí, χ_{\parallel} roste od nuly k χ_{\perp} [9].

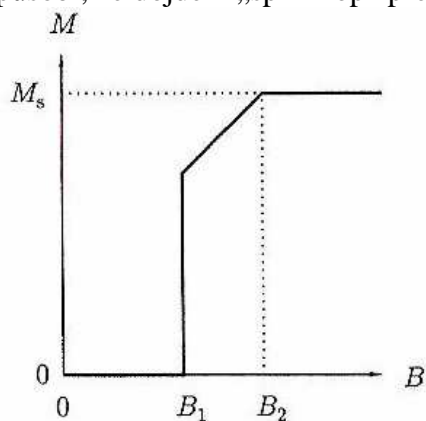
Co se stane, pokud k antiferomagnetu přiložíme pole B , které se začne postupně zesilovat? Předpokládejme pro jednoduchost nulovou teplotu. Míří-li vnější pole kolmo k magnetizačním podmřížek, budou se magnetizace stále více stáčet, až nakonec pole překoná obě B_{mf} a všechny momenty se stočí podél něj.

Odlíšné chování nastane při paralelní orientaci. Zpočátku se nebude dít nic (obr. 2.5a), avšak po překonání kritické hodnoty pole dojde k výrazné změně polohy magnetizací (obr. 2.5b)- hovoříme o „*spin-flop*“ přechodu. S dalším zvyšováním pole se bude úhel mezi ním a magnetizacemi mřížek dále zmenšovat. Průběh magnetizace v závislosti na vnějším poli se nachází na obr. 2.6. V případě, že látka disponuje

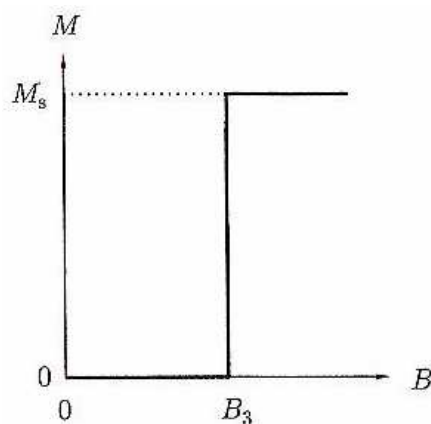
silnou anizotropií, nenastává „*spin-flop*“, nýbrž „*spin-flip*“, kdy se magnetizace jedné podmřížky okamžitě po dosažení kritické hodnoty B přetočí (viz obr. 2.7)



Obr. 2.5: Slabé pole B přiložené paralelně k magnetizacím podmřížek nic neudělá (a). Dostatečně silné pole B způsobí, že dojde k „*spin-flop*“ přechodu (b) [9].



Obr. 2.6: Průběh magnetizace antiferomagnetika v závislosti na poli přiloženém paralelně k podmřížkám. Jakmile pole dosáhne kritické hodnoty B_1 , nastane „*spin-flop*“ přechod. S rostoucím polem se úhel mezi magnetizacemi podmřížek snižuje, až nakonec při B_2 dosáhne makroskopická magnetizace svého maxima [9].



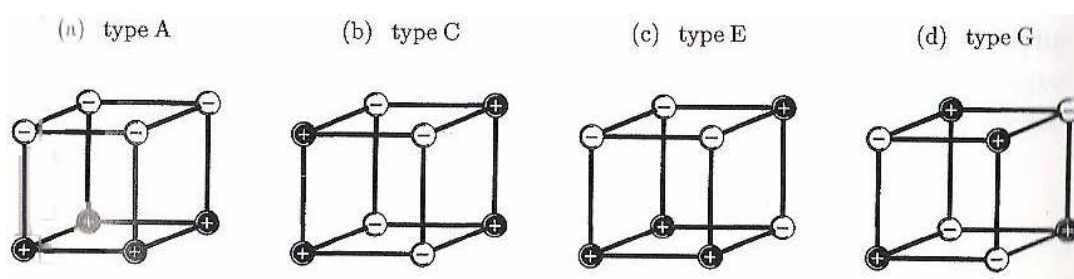
Obr. 2.7: Průběh magnetizace v antiferomagnetiku s velkou anizotropií v závislosti na poli přiloženém paralelně. Jakmile pole dosáhne kritické hodnoty B_3 , dojde k „*spin-flip*“ přechodu, přičemž tak bude dosaženo maximální možné makroskopické magnetizace [9].

2.5 Magnetická anizotropie [15]

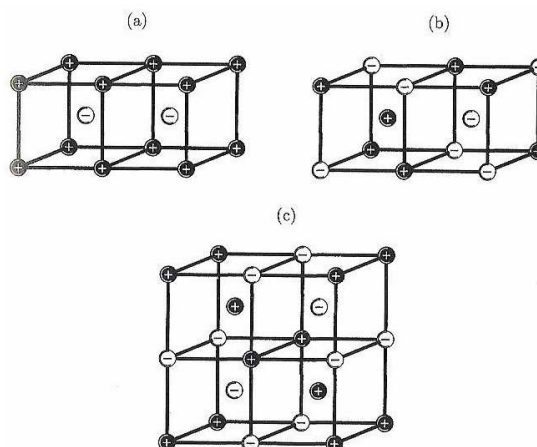
Energie magneticky uspořádaného materiálu může mít i při vynechání všech vnějších vlivů pro různé orientace magnetizace odlišnou velikost. Jako snadné směry magnetizace označíme směry, v nichž je uvedená energie minimální a v nichž tudíž v rovnováze a při nulovém poli leží magnetizace. Pakliže označíme nějaký směr za snadný směr magnetizace, platí to i pro směr opačný- oba dva pak zahrnujeme pod pojem snadná osa magnetizace.

2.6 Geometrie antiferomagnetů [9, 15, 16]

Možností, jak mohou být v antiferomagnetické látce uspořádány magnetické momenty, je celá řada. Na obr. 2.8 vidíme varianty prosté kubické mříže, obr. 2.9 zachycuje to samé pro mříž prostorově centrovanou. Kupříkladu na obr. 2.8d se nalézá tzv. G-typ uspořádání, které je výsledkem působení supervýměnné interakce, kdy mají díky atomům kyslíku všechny sousední magnetické momenty opačný spin. Příkladem materiálu z této skupiny je ortoferit LaFeO_3 .



Obr. 2.8: Možné způsoby uspořádání magnetických momentů v prostých kubických mřížkách [9].

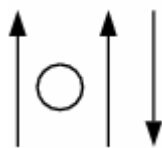


Obr. 2.9: Možné způsoby uspořádání magnetických momentů v prostorově centrovaných kubických mřížkách [9].

Ač se běžně uvádí, že antiferomagnetika mají nulovou makroskopickou magnetizaci, není to ve všech případech pravda. Může se stát, že v důsledku defektu krystalové struktury nejsou proti sobě mířící spiny zcela vykompenzované (obr. 2.10), díky čemuž vzniká slabý magnetický moment. Stejný důsledek má i Dzyaloshinskii-Moriyho interakce. Jedná se o slabou antisymetrickou interakci charakterizovanou hamiltoniánem (\vec{D} je vektor ležící podél osy vysoké symetrie)

$$H = -\vec{D}(\vec{s}_i \times \vec{s}_j) \quad (2.9)$$

Způsobuje naklonění opačných spinů o malý úhel (cca 1°)- viz obr. 2.11. K tomu ale dochází jen v případě, kdy je osa, v níž leží magnetizace podmřížek, kolmá k ose krystalografické symetrie, ve které se nachází \vec{D} . Pokud jsou na sebe zmíněné osy rovnoběžné, jev se neprojeví.



Obr. 2.10: Antiferomagnet, který nebyl v důsledku defektu krystalové mřížky vykompenzován. Chová se tak jako slabý feromagnet [16].

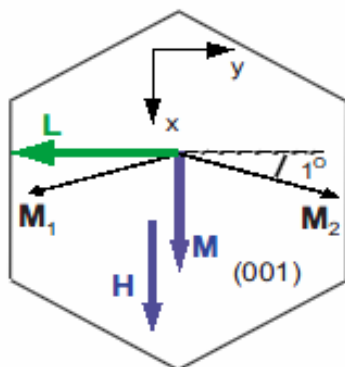


Obr. 2.11: Antiferomagnet, jehož spiny se vlivem Dzyaloshinskii-Moriyho interakce stočily, čímž se zabránilo jejich vykompenzování. Látka se tak chová jako slabý feromagnet [16].

2.7 Parametr uspořádání [9, 17]

Z Landauovy teorie vyplývá, že v souvislosti s jakýmkoliv fázovým přechodem existuje parametr uspořádání (*order parameter*), jenž je (z definice) ve vysokoteplotní fázi nulový a v nízkoteplotní fázi nenulový. Volí se vždy tak, aby měl při nulové teplotě jednotkovou velikost (normalizuje se dělením hodnotou dané veličiny při nulové teplotě). Jako příklad lze uvést přechod od paramagnetismu k feromagnetismu. Zde roli parametru uspořádání hraje magnetizace, jejíž velikost

závisí na (ne)shodnosti orientace magnetických momentů atomů či molekul. U antiferomagnetů zase jako parametr uspořádání figuruje antiferomagnetický vektor definovaný rozdílem magnetizací podmřížek, tj. $M_+ - M_-$. Nákres feromagnetického (označeného jako M) a antiferomagnetického (označeného jako L) parametru uspořádání pro antiferomagnet s vzájemně pootočenými momenty se nalézá na obr. 2.12.

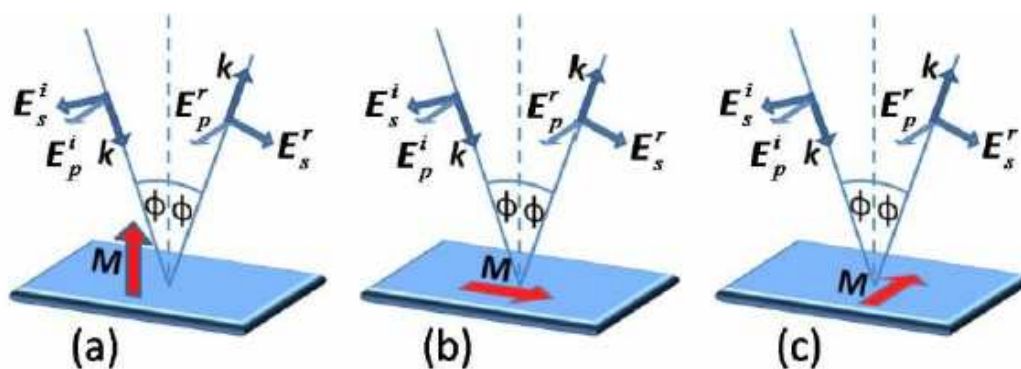


Obr. 2.12: Naznačení feromagnetického (M) a antiferomagnetického (L) parametru uspořádání v antiferomagnetu se vzájemně pootočenými magnetickými momenty. L a $M_{1,2}$ nejsou škálovány stejně [18].

3. Magnetooptické jevy [19]

Jako magnetooptické (MO) jevy označujeme procesy, díky nimž se změní vlastnosti elektromagnetické vlny procházející látkou (či od látky odražené), která má určité magnetické uspořádání. V této kapitole věnujeme každému z nich určitý prostor, nejprve si však musíme definovat několik pojmů.

Podle uspořádání experimentu (které je do jisté míry určeno propustností zkoumaného materiálu pro použitou vlnovou délku) můžeme MO jevy dělit na transmisní a reflexní. V druhém případě hovoříme o magnetooptickém Kerrově jevu (MOKE), který dále rozdělujeme na základě orientace magnetického pole vzhledem k povrchu vzorku a k rovině dopadajícího světla na polární Kerrův jev (PKE; magnetizace M je kolmá k povrchu vzorku a je rovnoběžná s rovinou dopadu, viz obr. 3.1a), longitudinální Kerrův jev (M leží v rovině vzorku a je rovnoběžná s rovinou dopadu, viz obr. 3.1b) a transverzální Kerrův jev (M leží v rovině vzorku a je kolmá na rovinu dopadu, viz obr. 3.1c). Za určitých podmínek se dají transmisní a reflexní MO jevy ztotožnit - například PKE při kolmém dopadu světla na vzorek odpovídá níže popsanému magnetickému kruhovému dichroismu (MCB).



Obr. 3.1: Magnetooptický Kerrův jev (a) polární, (b) longitudinální, (c) transverzální [20].

Vztah mezi směrem magnetizace a světla hraje roli i v transmisí. Pokud se světlo šíří podél magnetického pole (tj. pro vlnový vektor k platí $k \parallel H$), mluvíme o Faradayově geometrii, pokud se světlo šíří kolmo ke směru magnetického pole ($k \perp H$), jedná se o Voightovu geometrii.

MO jevy lze dále dělit podle jejich závislosti na mocnině magnetizace M na jevy liché (úměrné M^{2n-1} , n je přirozené číslo) a sudé (úměrné M^{2n}). Z tohoto hlediska

lze MO jevy třídit i podobněji na lineární (úměrné M ; příkladem je již zmíněný MCB), kvadratické (úměrné M^2 ; jako příklad uvedeme níže popsany magnetický lineární dichroismus (MLD)), kubické atd. To, jestli má příslušný MO jev sudou nebo lichou závislost na magnetizaci, zásadním způsobem určuje, zda bude v jednotlivých skupinách magneticky uspořádaných materiálů pozorovatelný. Tuto skutečnost si vysvětlíme na MCB, který vykazuje lichou závislost. To mimo jiné znamená, že směr, jakým se lineární polarizace stočí, závisí na tom, zda vlnový vektor světla a magnetické pole v materiálu míří shodně, nebo proti sobě. Jak již bylo v předcházející kapitole uvedeno, antiferomagnetika lze pojímat jako spojení dvou feromagnetů s opačně orientovanými magnetickými momenty. Jeden z nich by způsobil otočení lineární polarizace světla o úhel $+\theta$, druhý o $-\theta$, a tak bychom ve výsledku nepozorovali stočení žádné. Proto se pro měření antiferomagnetik dají použít pouze MO jevy se sudou závislostí na magnetizaci.

Přehled dále v textu popsaných transmisních MO jevů se nalézá v tabulce 3.1. Pro její pochopení je vhodné poznamenat, že pozadí každého MO jevu spočívá v odlišné hodnotě reálné či imaginární části komplexního indexu lomu pro různé polarizace, jak bude podrobně diskutováno níže.

Název	Polarizace světla	Veličina pro polarizace rozdílná	Závislost na magnetizaci	Geometrie	Lineárně polarizované světlo
MCD	kruhová (pravotočivě a levotočivě)	absorpční koeficient	lichá	Faradayova	změní v eliptický pol. světlo
MLD	lineární (kolmá a rovnoběžná k magnetizaci)	absorpční koeficient	sudá	Voigtova	pootočí
MCB	kruhová (pravotočivě a levotočivě)	index lomu	lichá	Faradayova	pootočí
MLB	lineární (kolmá a rovnoběžná k magnetizaci)	index lomu	sudá	Voigtova	změní v eliptický pol. světlo

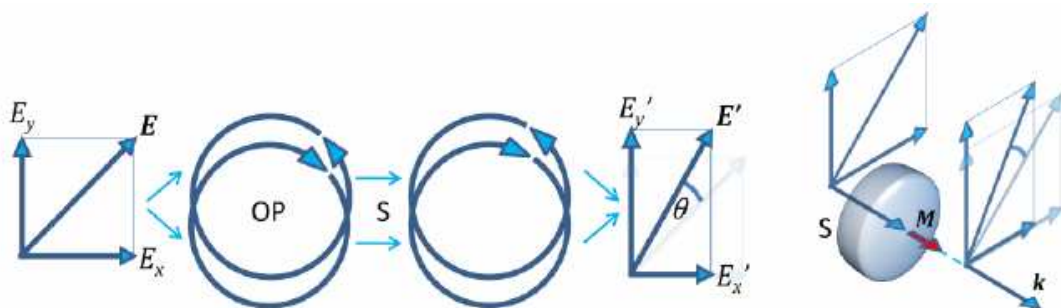
Tab. 3.1: Přehled magnetooptických jevů v transmisí

Ve velké většině případů vznikají magnetooptické jevy prostřednictvím Zeemanova jevu. Jeho mechanismus si vysvětlíme na představě elektronu pojatého jako klasický harmonický oscilátor, který se nachází v poli kvazielastické síly. V nepřítomnosti magnetického pole může kmitat se stejnou frekvencí v libovolném

směru. Zapnutím homogenního magnetického pole ho však omezíme na tři periodické pohyby, jimiž odpovídají tři různé frekvence. Při pohybu ve směru pole na něj Lorenzova síla nepůsobí a tudíž se ani jeho frekvence nemění. Zbývající dva pohyby jsou kruhové (ve směru a proti směru hodinových ručiček), v rovině kolmé k vektoru indukce B . Frekvence se mění odečtením/přičtením členu spojeného s Lorenzovou silou. To tak vede k rozdílným materiálovým parametrům [21].

3.1 Magnetický kruhový dvojlom [19, 22, 23]

Magnetický kruhový dvojlom (*magnetic circular birefringence*, MCB) neboli Faradayův jev se projevuje stočením lineární polarizace světla po průchodu látkou, v níž se nachází magnetické pole (přičemž efekt se objeví jen ve Faradayově geometrii). Mechanismus jeho fungování lze pochopit z obr. 3.2. Lineárně polarizované světlo si můžeme rozepsat jako superpozici pravotočivě a levotočivě kruhově polarizovaného světla. Tyto polarizace mají díky magnetickému poli rozdílné indexy lomu (myšleno reálný index lomu), což vede k jejich vzájemnému fázovému zpoždění. Když si je poté na výstupu z materiálu složíme, dostaneme sice lineárně polarizované světlo, avšak oproti původnímu stavu stočené o úhel θ .



Obr. 3.2: Ilustrace projevu MCB. Lineárně polarizované světlo, rozepsatelné jako součet pravotočivě a levotočivě polarizovaného světla, se díky rozdílným indexům lomu pro tyto dvě polarizace stočí o úhel θ [20].

Empirický vzorec pro θ nabývá tvaru [22]

$$\theta = VdB \quad (3.1)$$

B představuje magnetické pole, d značí délku materiálu a V představuje Verdetovu konstantu. Její znaménko udává směr vychýlení roviny polarizace světla. Úhel θ můžeme vypočítat i z následujícího vztahu [23]:

$$\theta = \frac{\chi}{n} \vec{M} \vec{k} \quad (3.2)$$

Zde \vec{M} je magnetizace, \vec{k} vlnový vektor světla, n index lomu a χ susceptibilita. Vidíme tedy, že MCB patří mezi MO jevy s lichou závislostí na magnetizaci.

O inverzním Faradayově jevu mluvíme, když v látce silný laserový svazek vyvolá statickou magnetizaci $\vec{M}(0)$ definovanou jako [23]

$$\vec{M}(0) = \frac{\chi}{16\pi} [\vec{E}(\omega) \times \vec{E}^*(\omega)] \quad (3.3)$$

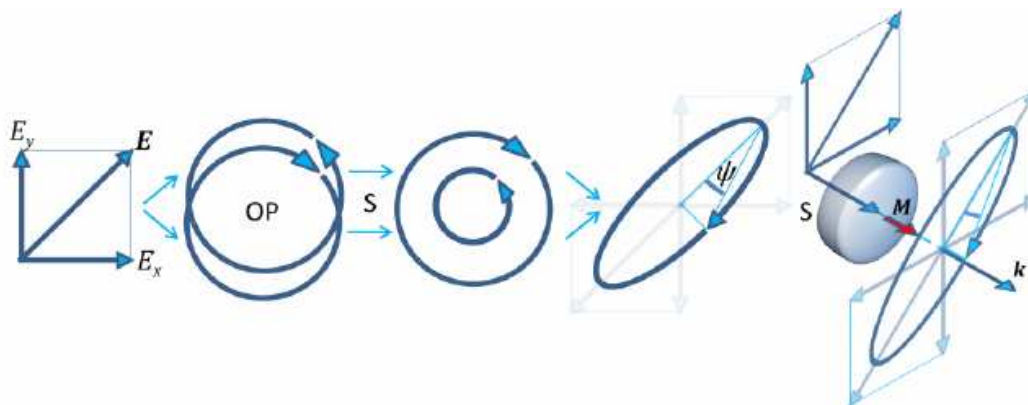
kde $\vec{E}(\omega)$ značí intenzitu elektrického pole dopadajícího světla. Z rovnice (3.3) lze vyvodit, že kruhově polarizované světlo vytvoří magnetizaci mířící rovnoběžně s vlnovým vektorem, přičemž pravotočivé a levotočivé polarizace vyústí v opačný směr $\vec{M}(0)$. Jelikož jak v (3.2), tak v (3.3) vystupuje stejné χ , můžeme očekávat, že nejvíce lze ovlivňovat magnetizaci v materiálech s velkou mírou Faradayovy rotace. Inverzní Faradayův jev ke svému fungování nevyžaduje absorpci- je založen na ramanovském rozptylu. Vliv světla na magnetizaci je tudíž netermální a jelikož se odehrává v řádu femtosekund, lze ho ve většině případů pokládat za okamžitý.

3.2 Magnetický kruhový dichroismus [5, 12, 19]

Pod běžným kruhovým dichroismem (*circular dichroism*, CD) myslíme rozdílnou absorpci pravotočivé a levotočivé polarizovaného světla. Pozorovat se dá pouze ve specifické skupině materiálů- v chirálních molekulách, tj. v molekulách neztotožnitelných se svým zrcadlovým obrazem. Drtivou většinu z nich najdeme v organické chemii.

U magnetického kruhového dichroismu (*magnetic circular dichroism*, MCD) neleží příčina rozdílných absorpčních koeficientů kruhových polarizací v asymetrii molekuly, nýbrž v magnetickém poli (ať už vnějším, nebo vnitřním), které musí mít nenulovou velikost ve směru vlnového vektoru dopadajícího světla (pracujeme tedy ve Faradayově geometrii). Pro pochopení projevů MCD se podívejme na obr. 3.3. Do materiálu nám vstupuje lineárně polarizované světlo, které ale můžeme chápat jako součet dvou kruhových polarizací s opačnou točivostí. Vlivem rozdílných absorpčních koeficientů se amplituda jedné z nich zmenší více než amplituda druhé.

Díky tomu na výstupu z materiálu už nepozorujeme světlo polarizované lineárně, nýbrž elipticky.



Obr. 3.3: Ilustrace projevu MCD. Původně lineárně polarizované světlo, rozepsatelné jako součet pravotočivě a levotočivě polarizovaného světla, se díky rozdílným absorpčním koeficientům pro tyto dvě polarizace průchodem skrz vzorek změní ve světlo elipticky polarizované [20].

MCD se obvykle kvantifikuje pomocí vzorce

$$MCD \equiv \frac{\alpha^- - \alpha^+}{\alpha^+ + \alpha^-} \quad (3.4)$$

kde α^- (α^+) představuje absorpční koeficient pravotočivě (levotočivě) kruhově polarizovaného světla.

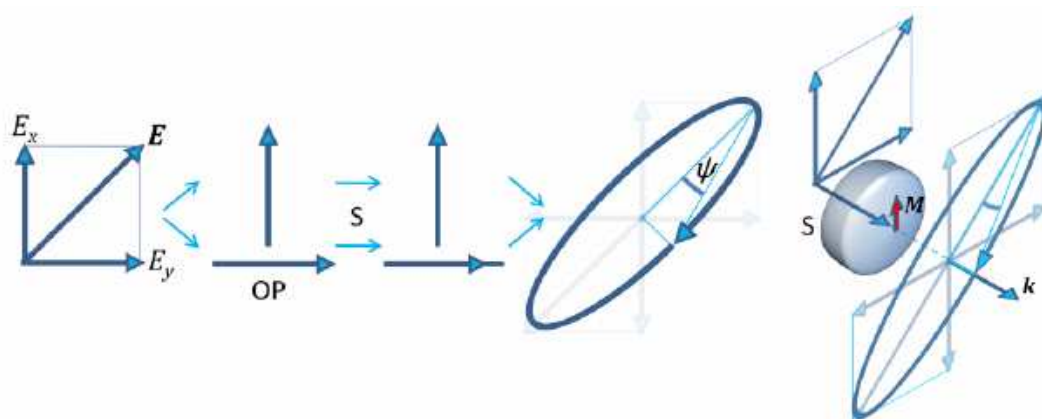
Jako poslední věc by bylo vhodné říci, že závislost MCD na magnetizaci je lichá.

3.3 Magnetický lineární dvojlom [19, 21, 24]

Pro tento MO jev existuje v literatuře celá řada označení - magnetický lineární dvojlom (*magnetic linear birefringence*, MLB), Cotton-Moutonův jev, Voigtův jev. Ačkoli se Cotton-Moutonův jev a Voigtův jev projevují stejně, mají jiné mikroskopické pozadí. U Cotton-Moutonova jevu (nejčastěji měřeného v kapalinách) se samotná anizotropní diamagnetická molekula natočí podél vnějšího pole, díky čemuž se materiál stane dvojlomným - tento jev tedy nemá nic společného se Zeemanovým jevem. Naopak příčina fungování Voightova jevu (spjatého s experimenty s plyny) tkví právě v Zeemanově jevu.

S pomocí obrázku 3.4 si popíšeme fungování MLB. Původní lineární polarizaci lze rozložit na dvě navzájem kolmé lineární polarizace. Odlišný index

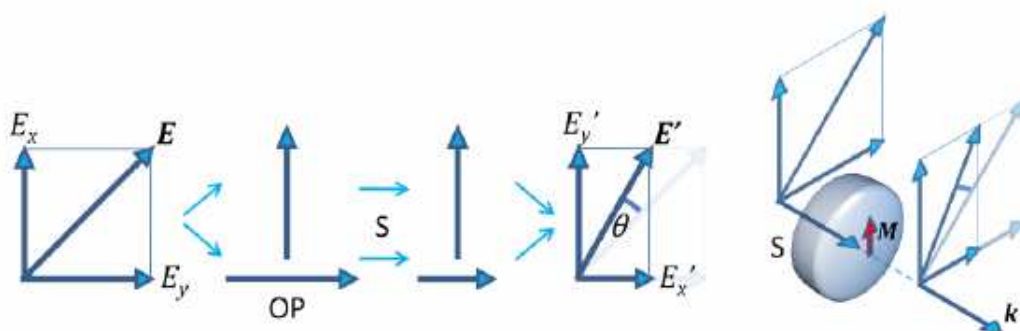
lomu vede k jejich fázovému zpoždění a tak máme po jejich složení na výstupu z materiálu polarizaci eliptickou. Závislost na magnetizaci je sudá.



Obr. 3.4: Ilustrace projevu MLB. Původně lineárně polarizované světlo, rozepsatelné jako součet dvou navzájem kolmých lineárních polarizací, se díky rozdílným indexům lomu pro tyto dvě polarizace průchodem vzorku změní ve světlo elipticky polarizované [20].

3.4 Magnetický lineární dichroismus [19, 25]

Princip fungování magnetického lineárního dichroismu (*magnetic linear dichroism*, MLD) vidíme na obr. 3.5. Lineárně polarizované světlo vstupující do zkoumaného vzorku si rozložíme na dvě lineární polarizace- jedna z nich bude k magnetizaci materiálu kolmá, druhá rovnoběžná. Vlivem rozdílného absorpčního koeficientu budou mít jejich amplitudy po průchodu látkou jinou velikost. Na výstupu ze vzorku se tak složí na lineárně polarizované světlo, to však bude oproti původnímu o určitý úhel stočené.



Obr. 3.5: Ilustrace projevu MLD. Původně lineárně polarizované světlo, rozepsatelné jako součet dvou navzájem kolmých lineárních polarizací, se díky absorpčním koeficientům pro tyto dvě polarizace stočí o úhel θ [20].

Signál pocházející od MLD lze definovat předpisem

$$MLD = \frac{1}{2} \frac{I_T^{\parallel} - I_T^{\perp}}{I_T^{\parallel} + I_T^{\perp}} = \frac{1}{2} \frac{t_{\parallel}^2 - t_{\perp}^2}{t_{\parallel}^2 + t_{\perp}^2} \quad (3.5)$$

Zde I_T^{\parallel} (resp. I_T^{\perp}) je intenzita světla s lineární polarizací rovnoběžnou s (resp. kolmou k) magnetizaci poté, co světlo prošlo vzorkem, t^{\parallel} (resp. t^{\perp}) značí amplitudový koeficient transmise pro polarizaci rovnoběžnou s (resp. kolmou k) magnetizaci. Jednotkou hodnot získaných prostřednictvím (3.5) jsou radiány. Pro změnu orientace lineární polarizace světla θ (tuto veličinu můžeme s pomocí obr. 3.6 definovat jako $\theta = \beta' - \beta$) platí

$$tg(\theta) = \frac{(t_{\parallel} - t_{\perp})tg(\varphi - \beta)}{t_{\parallel} + t_{\perp}tg^2(\varphi - \beta)} \quad (3.6)$$

Za předpokladu malého stočení polarizace ($t_{\parallel}/t_{\perp} \approx 1$) lze psát

$$\theta = P^{MLD} \sin[2(\varphi - \beta)] \quad (3.7)$$

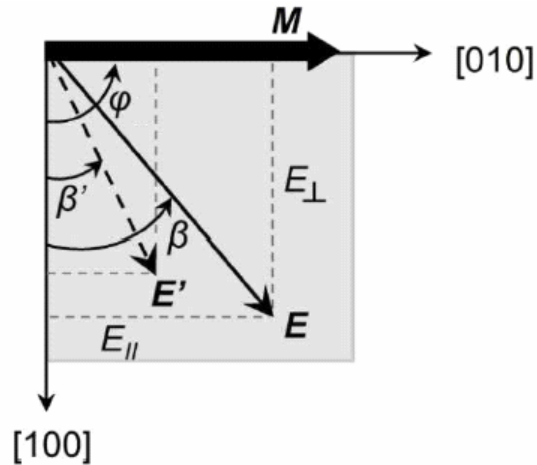
přičemž magnetooptický koeficient P^{MLD} má tvar

$$P^{MLD} = \frac{1}{2} \left(\frac{t_{\parallel}}{t_{\perp}} - 1 \right) = \frac{1}{2} \left(\frac{t_{\parallel} - t_{\perp}}{t_{\perp}} \right) \frac{t_{\parallel} - t_{\perp}}{t_{\parallel} + t_{\perp}} \approx \frac{1}{2} \frac{t_{\parallel}^2 - t_{\perp}^2}{t_{\parallel}^2 + t_{\perp}^2} \quad (3.8)$$

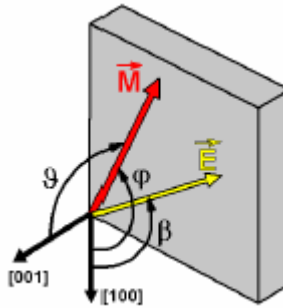
Pokud se magnetizace odklání od roviny vzorku o úhel ϑ (viz obr. 3.7), změní se (3.7) na

$$\theta = P^{MLD} \sin^2 \vartheta \sin[2(\varphi - \beta)] \quad (3.9)$$

Vidíme, že MLD narozdíl od například MCB silně závisí na orientaci lineární polarizace dopadajícího světla. Dále platí, že sudá závislost MLD na magnetizaci se skrývá právě v P^{MLD} , tedy $P^{MLD} \propto M^2$.



Obr. 3.6: Význam úhlů, s nimiž se v textu pracuje. Světlo s intenzitou elektrického pole E dopadlo na materiál s magnetizací M (vzdálené od směru $[100]$, od něhož odečítáme všechny úhly, o φ tak, že jeho lineární polarizace svírá se směrem $[100]$ úhel β . Vlivem MLD vidíme na výstupu z materiálu světlo s intenzitou elektrického pole E' , jehož lineární polarizace je od směru $[100]$ otočená o β' [25].



Obr. 3.7: Obecné natočení magnetizace. Úhly φ (spojený s magnetizací) a β (svázaný s lineárně polarizovaným světlem) charakterizují orientaci v rovině vzorku, ϑ (spojený s magnetizací) kolmo na ni [26].

3.5 Dynamický magnetooptický signál [27]

Doposud jsme uvažovali pouze statické magnetooptické jevy. Celkový od nich pocházející signál napíšeme jako

$$MO^{stat} = MO^{MCB} + MO^{MLD} = P^{MCB} \cos \vartheta + P^{MLD} \sin^2 \vartheta \sin 2(\varphi - \beta) \quad (3.10)$$

Předpokládejme nyní, že na feromagnetický vzorek dopadá silný laserový puls - například excitační puls v metodě excitace a sondování. Způsobí přesunutí snadné osy a tím i precesní pohyb vektoru magnetizace (neboť pro vektor magnetizace je energeticky výhodné ve snadné ose ležet, viz obr. 3.8). S postupujícím časem se snadná osa (kolem níž stále s menší vzdáleností obíhá

magnetizace) vrací do původního stavu. Výsledná dynamická složka MO signálu se dá popsat fenomenologickou rovnicí

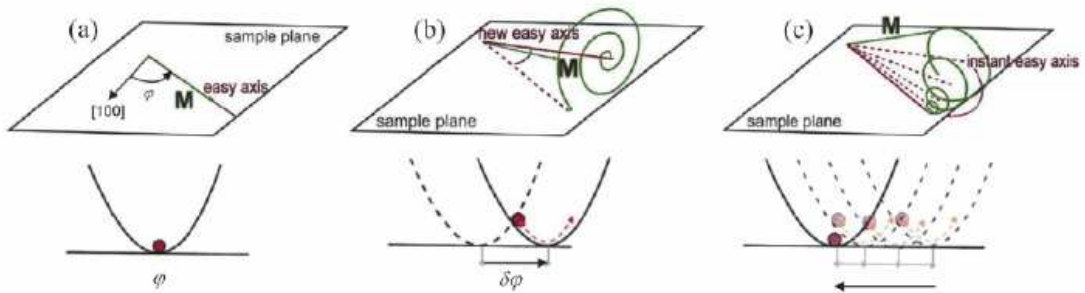
$$\delta MO(\Delta t, \beta) = A(\beta) \cos[\omega \Delta t + \phi(\beta)] \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_G}\right) + C(\beta) \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_p}\right) \quad (3.11)$$

Zde A a C jsou amplitudy oscilační a pulsní funkce, ω precesní frekvence, ϕ fázový faktor, τ_G Gilbertův tlumící čas (*Gilbert damping time*) a τ_p čas tlumení pulsní funkce. První člen (3.11) je spojen s precesním pohybem magnetizace kolem aktuální snadné osy, druhý popisuje pohyb snadné osy a demagnetizaci.

Pro dynamickou složku MO signálu lze též odvodit (pod φ a M se skrývají hodnoty platné před excitací)

$$\begin{aligned} \delta MO = & -P^{PKE} \delta \vartheta(\Delta t) + 2P^{MLD} \cos 2(\varphi - \beta) \delta \varphi(\Delta t) + \\ & + 2 \frac{P^{MLD}}{M} \sin 2(\varphi - \beta) \delta M_s(\Delta t) \end{aligned} \quad (3.12)$$

První dva členy jsou spojené s úhlovým pohybem magnetizace, třetí s demagnetizací. Závěrem je vhodné konstatovat, že výše uvedený popis platí pro feromagnetika. U antiferomagnetik totiž může být situace částečně odlišná, jak bude ukázáno v podkapitole 4.2.

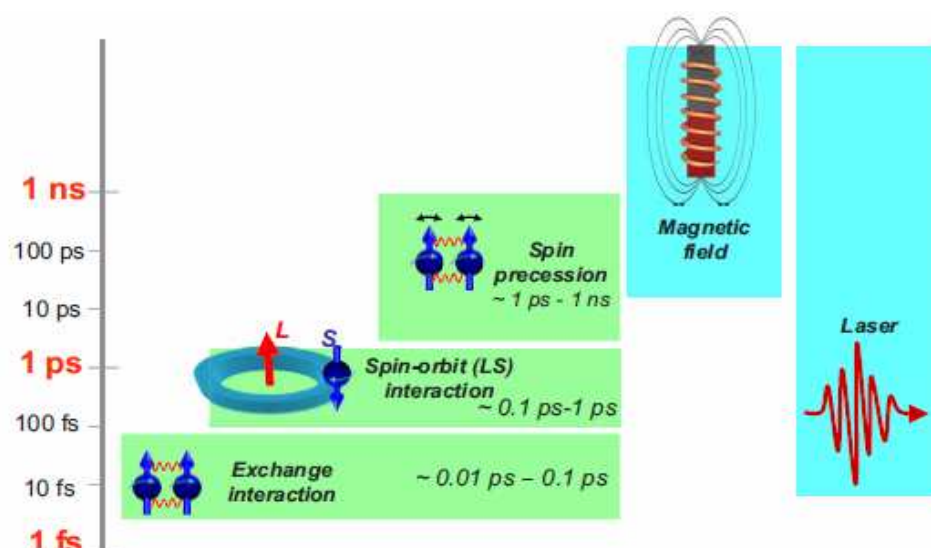


Obr. 3.8: Chování vektoru magnetizace feromagnetika v důsledku excitace laserovým pulsem. V části (a) vidíme magnetizaci ležící ve snadné ose. V (b) na vzorek dopadl excitační puls, jenž způsobil (prostřednictvím zvýšení teploty materiálu) změnu polohy snadné osy. Magnetizace se precesním pohybem snaží snadnou osu následovat. V důsledku Gilbertova tlumení se amplituda oscilací snižuje. V (c) vidíme, jak se v důsledku snižování teploty vrací snadná osa do původního místa [28].

4. Interakce světla s antiferomagnetem

V antiferomagnetech mají kolektivní precese spinů (magnony) frekvenci kolem 1 THz (což odpovídá periodě 1 ps), zatímco u feromagnetů je to typicky stokrát méně [29]. Jejich manipulace prostřednictvím pulsů magnetického pole zatím není technicky možná, neboť v současné době není k dispozici žádný zdroj takto krátkých magnetických pulsů (viz. obr. 4.1). S velikou výhodou je zde tedy možné využít ultrakrátkých laserových pulsů, jejichž časová délka může být i několik málo femtosekund.

V této kapitole uvádíme rešerši výsledků publikovaných o ultrarychlé optické manipulaci s magnetickým uspořádáním v antiferomagnetech pomocí femtosekundových optických pulsů.



Obr 4.1: Časové škály jevů hrajících roli v magnetismu ve srovnání s magnetickým polem a lasery. Vidíme, že na rozdíl od magnetů se s lasery lze dostat na stejnou úroveň, na které se nachází výměnná interakce [30].

4.1 Vliv silného laserového pulsu na (anti)feromagnet [30]

Účinky, jaké může mít excitační laserový puls na magneticky uspořádanou látku, lze rozčlenit do tří kategorií.

Do první patří termální efekty. Energie se do materiálu dostává díky absorpci fotonů. Její přesun od světla přímo ke spinům není možný, místo toho se dostává k elektronům a fononům. Časovou škálu, na které se odehrává následná změna magnetizace, určuje elektron-elektronová, elektron-fononová a elektron-spinová

interakce. U kovových feromagnetů tyto děje mohou proběhnout během 50 fs, zatímco u feromagnetů dielektrických se pohybujeme v řádu nanosekund (důvod spočívá v absenci elektron-spinové interakce). Doba života termálních efektů udávají vnější parametry typu tepelné vodivosti substrátu či geometrie vzorku. Termální efekty se v určité míře projevují v každém experimentu.

Do druhé skupiny řadíme netermální fotomagnetické jevy. Fotony excitačního svazku jsou ale i tak pohlcovány elektronovými stavy majícími přímý vliv na magnetické parametry (příkladem je magnetická anizotropie), přičemž jejich změnu lze brát (pomineme-li časový profil světelného pulsu) jako okamžitou. V důsledku dojde k precesnímu pohybu magnetických momentů. Doba života precese určuje doba života odpovídajících elektronových stavů.

Do třetí skupiny patří netermální optomagnetické jevy, u kterých nedochází k žádné absorpci. Namísto toho jsou založeny na stimulovaném Ramanově rozptylu, který můžeme pokládat za okamžitý (resp. omezený spin-orbitální interakcí stojící v tomto případě v pozadí změny magnetizace). Doba života takto vzniklých jevů činí 100 - 200 fs.

4.2 Laserem vyvolaná ultrarychlá reorientace spinů v antiferomagnetickém ortoferitu TmFeO_3 [31]

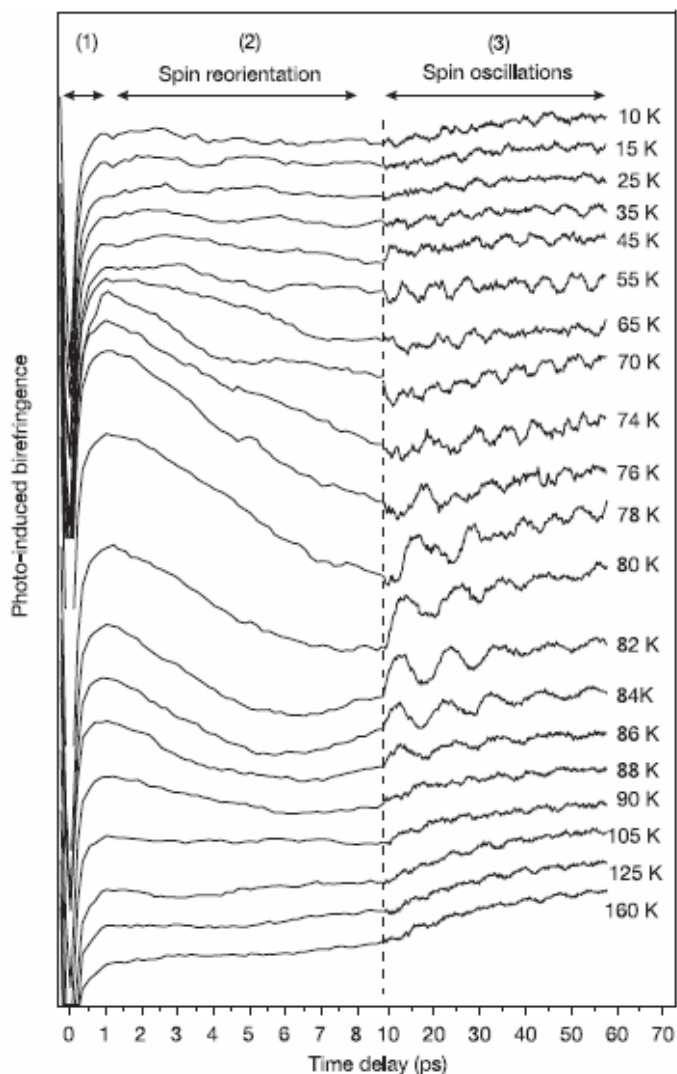
Antiferomagnety se díky nulové vnější magnetizaci zkoumají podstatně obtížněji než feromagnety. Jedním ze způsobů, jak o nich něco zjistit, je rychlá změna anizotropie vedoucí (díky interakci mezi mřížkou a spiny) k reorientaci spinů. Takovou změnu lze vyvolat pomocí femtosekundového laseru, pokud se jím posvítí na materiál, jehož anizotropie vykazuje silnou teplotní závislost.

Autoři [31] této skutečnosti využili při zkoumání TmFeO_3 . Tato látka patří mezi ortoferity vzácných zemin. Jejich chemický vzorec má tvar RFeO_3 , kde R zastupuje některou ze vzácných zemin. Z fyzikálního hlediska je u nich zajímavé, že momenty atomů železa jsou v nich seřazeny antiferomagneticky, ale ne dokonale-úhel, který momenty svírají, nečiní přesně 180° .

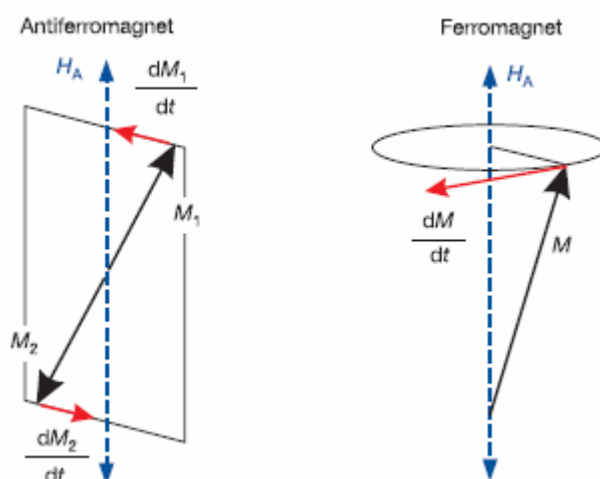
Experiment [31] byl postaven na metodě excitace a sondování. Měřil se MLB signál, který vidíme na obr. 4.2. První část obrázku zachycuje předávání energie od laserového pulsu mřížce, která se stačí do cca 0,3 ps zahřát. Následuje změna polohy snadné osy - to vidíme v druhé části obrázku. Ve feromagnetech by se vektor

magnetizace kolem této nové polohy otáčel a díky tlumení by se jí postupně přibližoval (viz podkapitola 3.5). V antiferomagnetech se (dle autorů [31]) vektory magnetizace netočí v prostoru, nýbrž se pohybují v rovině (viz obr. 4.3). Jako poslední pozorujeme oscilace antiferomagnetických momentů kolem nové rovnovážné polohy (třetí část obr. 4.2). Kvůli silné tepelné závislosti frekvence se autoři [31] domnívají, že oscilace mají původ magnetický a že nemohou být připsány fononům.

Bylo by vhodné zdůraznit, že se reorientace magnetizace odehraje během několika málo pikosekund. Ve feromagnetu s energií anizotropie srovnatelnou s TmFeO_3 bychom se pohybovali v řádu stovek ps.



Obr. 4.2: Chování antiferomagnetického vektoru po dopadu excitačního pulsu. Odehrávají se tu tři procesy: (1) elektron-fononová termalizace; (2) rotace antiferomagnetického vektoru; (3) oscilace antiferomagnetického vektoru kolem rovnovážné polohy [31].

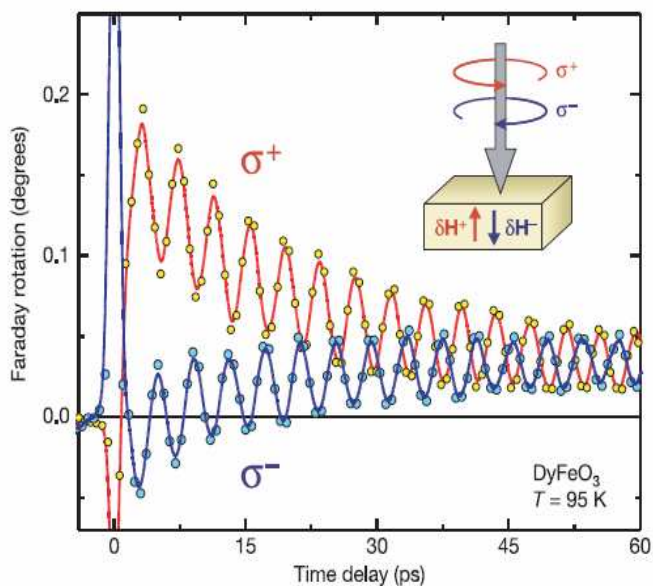


Obr. 4.3: Rozdíl v chování magnetizace u feromagnetu a antiferomagnetu po změně polohy snadné osy podle autorů [31].

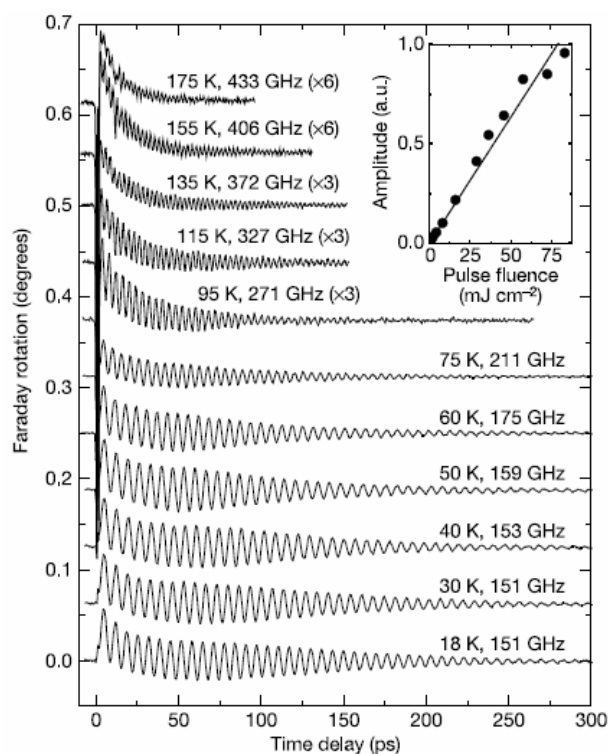
4.3 Ovlivnění magnetizace inverzním Faradayovým jevem v antiferomagnetickém ortoferitu DyFeO_3 [23]

V experimentu popsaném v předcházející podkapitole se orientace spinů měnila pomocí termálních efektů. Tento přístup (konkrétně frekvenci opakování) ale limituje doba nutná k ochlazení vzorku na původní teplotu. V [23] je ukázáno, že obdobných výsledků lze dosáhnout i inverzním Faradayovým jevem založeným na ramanovském koherentním optickém rozptylu. Pokus byl proveden na ortoferitu DyFeO_3 , v němž se pomocí 200 fs kruhově polarizovaného pulsu vytvořilo magnetické pole o velikosti cca 5 T. Na obr. 4.4 vidíme, že svazky s opačnou točivostí vybudí oscilace s opačnou fází. Dále zde lze rozlišit dva procesy - okamžitou změnu Faradayovy rotace (příčinou je fotoexcitace a následná relaxace iontů železa) a oscilace momentů železa s periodou 5 ps.

Na obr. 4.5 se nachází polarizačně závislé složky signálu (získané jako rozdíl měření pro pravotočivé a levotočivé laserové pulsy - takto se odstranily efekty nemající v daném experimentu spojitost s magnetismem). Můžeme zpozorovat, že se vzrůstající teplotou se frekvence zvyšuje, kdežto amplituda se snižuje. Dále vidíme, jak se během cca 100 ps utlumí exponenciální složka signálu, což bylo interpretováno jako návrat orientace snadné osy magnetizace do stavu před dopadem excitačního pulsu.



Obr. 4.4: Oscilace magnetizace v DyFeO_3 vzniklé díky inverznímu Faradayově jevu. Kruhově polarizované svazky s opačnou helicitou vytvářejí oscilace s opačnou fází. Prudký nárůst/pokles signálu na začátku měření je spojen s fotoexcitací a následnou relaxací atomů železa [23].



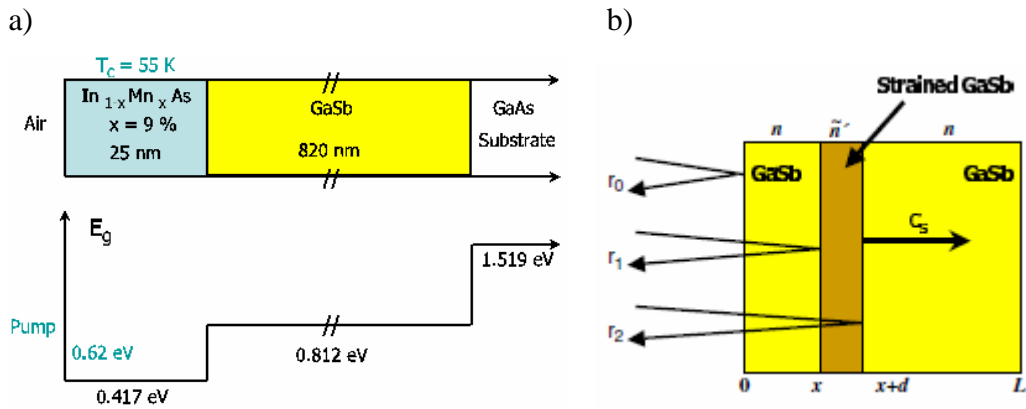
Obr. 4.5: Oscilace naměřené v DyFeO_3 pro různé teploty. Kvůli přehlednosti jsou od sebe jednotlivé křivky v rámci vertikální osy posunuty. Frekvence oscilací s teplotou roste, amplituda klesá. Útlum exponenciální složky signálu se interpretuje jako návrat snadné osy magnetizace do původní polohy. Na vloženém obrázku se nalézá závislost amplitudy oscilací na intenzitě excitačního svazku [23].

4.4 Koherentní akustické fonony [32, 33]

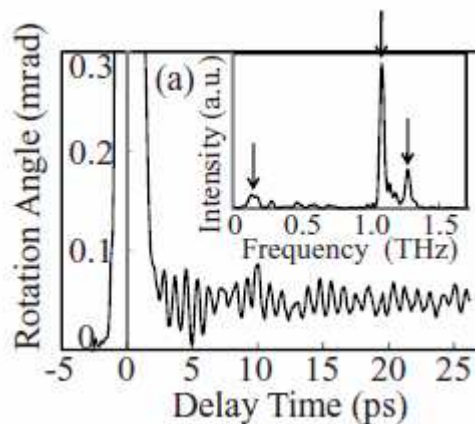
Ne všechny oscilace MO signálu musí mít původ v magnetismu. Platí to zejména pro experimenty v reflexní geometrii. Příčinou oscilací mohou totiž být i akustické fonony. Mějme vzorek, který tvoří substrát a na něm vypěstovaná tenká vrstva, na které chceme provést měření. Na zmíněnou vrstvu dopadne silný excitační puls, který se v ní absorbuje. Kvůli tomu dojde k lokálnímu zvýšení teploty v přilehlé části substrátu (který sám ale excitační vlnovou délku neabsorbuje- viz obr. 4.6a), díky čemuž se tam vytvoří slabá vrstva stlačeného materiálu. Tato vrstva, mající kvůli stlačení v porovnání s okolním materiálem mírně odlišný index lomu, se posunuje rychlostí zvuku v_s dále do substrátu - viz obr. 4.6b (došlo zde vlastně k vytvoření shluku koherentních akustických fononů). Substrát tak účinkuje (díky odrazům na rozhraní zkoumaná vrstva-substrát a substrát-stlačená vrstva substrátu) jako Fabry-Perotův interferometr, jehož tloušťka se mění v závislosti na poloze stlačené vrstvy. Pro periodu oscilací platí

$$\tau_p = \frac{\lambda_{probe}}{2v_s} \frac{1}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}} \quad (4.1)$$

Zde λ_{probe} značí vlnovou délku sondovacího svazku, θ úhel, pod kterým světlo dopadá na vzorek, a n index lomu. Další indicie napovídající, že místo magnetismu máme co do činění s akustickými fonony, je nepřítomnost prahového chování amplitudy oscilací v závislosti na energii excitačního pulsu. Tímto způsobem byly vysvětleny oscilace pozorované v diferenciální reflektivitě a rotaci polarizace u ferromagnetického polovodiče InMnAs [32] a u antiferomagnetického NiO [33]. Závěrem poznamenejme, že výše uvedené efekty projevující se v geometrii na odraz nemusí ale narušovat experimenty v transmisní geometrii, jak bylo ukázáno pro NiO, kde lze naměřit s magnetismem spjaté oscilace na frekvenci blízké 1 THz (viz obr. 4.7) [33].



Obr. 4.6: Příklad oscilací nemagnetického původu. (a) Schematický diagram heterostrukturny skládající se z tenké vrstvy InMnAs a GaSb bariéry vypěstované na GaAs substrátu. (b) Silný laserový puls vytvoří v GaSb vrstvě s o něco vyšším indexem lomu (díky rychlému zahřátí InMnAs vrstvy), než má okolní materiál (neboli vzniknou koherentní akustické fonony). Tato vrstva se pohybuje v GaSb, který se díky odrazům od ní chová jako Fabry-Perotův interferometr s proměnnou tloušťkou [32].



Obr. 4.7: Oscilace naměřené v transmisi NiO. Na vloženém obrázku se nachází Fourierova transformace naměřených dat [33].

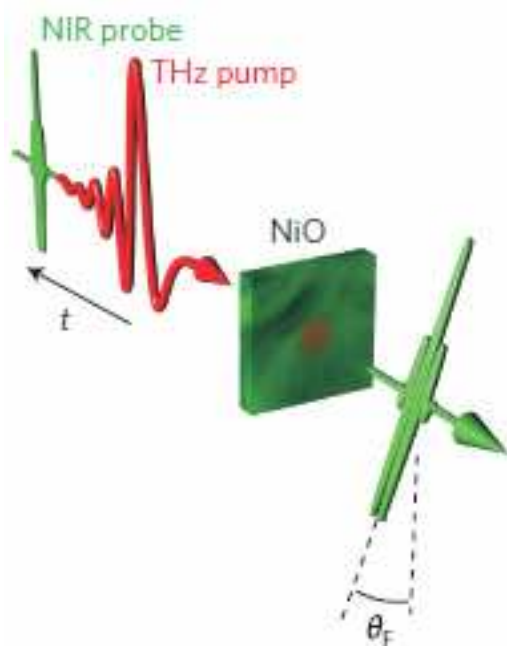
4.5 Ovlivňování spinových vln v antiferomagnetech pomocí koherentních terahertzových pulsů [29]

Ukázalo se, že interakce působící prostřednictvím stimulovaného Ramanova rozptylu (která stála v pozadí jevů probíraných v podkapitole 4.3), je omezena jen na některé ortoferity, v nichž je obrovská spin-orbitální interakce (*giant spin-orbit coupling*). Na příkladu NiO bylo ale předvedeno, že lze pomocí terahertzových pulsů ovlivňovat pohyb nosičů náboje na femtosekundové škále i v jiných materiálech.

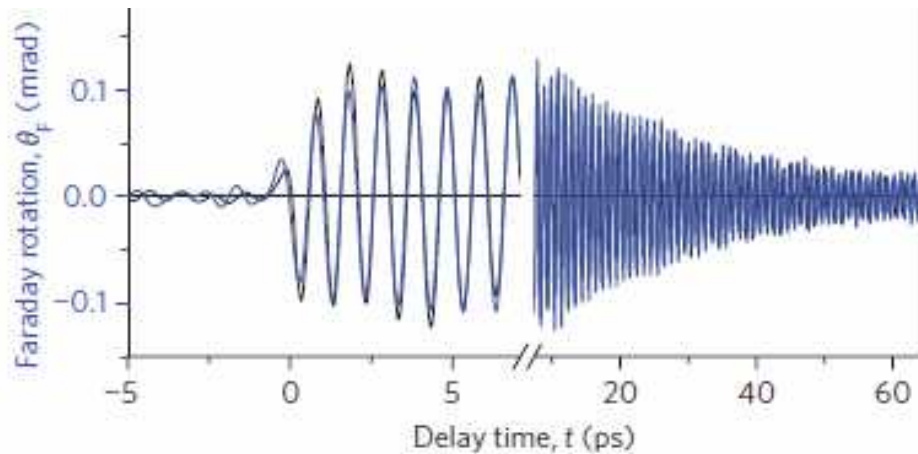
Schéma příslušného experimentu se nachází na obr. 4.8. Silný terahertzový puls interaguje se spiny elektronů ve vzorku, čímž dojde k vytvoření koherentní magnonové vlny. Pomocí femtosekundového sondovacího pulsu z blízké

infračervené oblasti se poté prostřednictvím Faradayova jevu zkoumá chování magnetizace v závislosti na čase. Tento excitační mechanismus vzorek nijak významně neohřívá (frekvence fononů se od frekvence dopadajícího THz záření řádově liší), čímž se zamezí vzniku pomalu se měnícího pozadí signálu, které je typické pro experimenty na bázi excitace a sondování. Výsledek experimentu vidíme na obr. 4.9. Naměřené oscilace byly interpretovány jako vyklonění a následný precesní pohyb spinů kolem rovnovážné polohy.

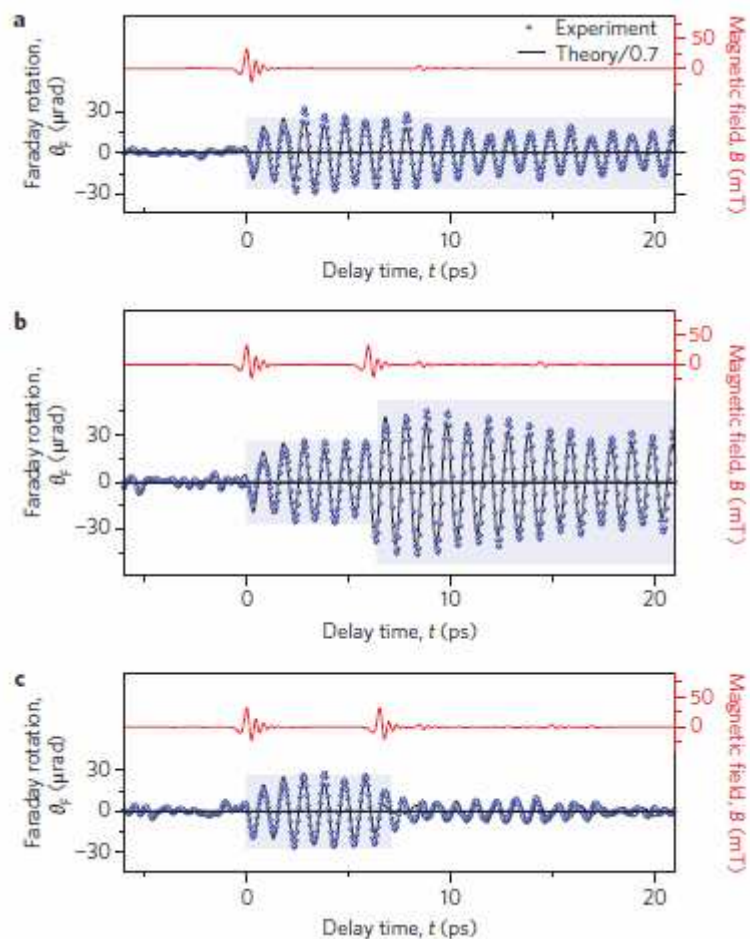
Vysoký stupeň koherence umožňuje dodatečnými terahertzovými pulzy ovlivňovat velikost amplitudy měřeného signálu. Na obr. 4.10a lze spatřit experiment popsany v přecházejícím odstavci. Obr. 4.10b popisuje měření, kdy v čase $\Delta t = 6$ ps dopadl na vzorek druhý excitační THz puls (identický s prvním pulsem), což vedlo k zdvojnásobení amplitudy magnetizace. Situace z obr. 4.10c se od předešlé liší pouze časem dopadu druhého pulsu, který činí $\Delta t = 6,5$ ps. Výsledkem je razantní snížení signálu.



Obr. 4.8: Schéma experimentu, v němž se silným THz pulsem ve vzorku NiO vytvoří magnonové vlny. Stav vzorku se poté (s uplatněním Faradayova jevu) zkoumá sondovacím pulsem z blízké infračervené oblasti [29].



Obr. 4.9: Faradayova rotace vyvolaná ve vzorku NiO silným terahertzovým zářením a měřená 8 fs sondovacím pulsem. Modrou čarou jsou vynesena experimentálně získaná data, černou teorie [29].



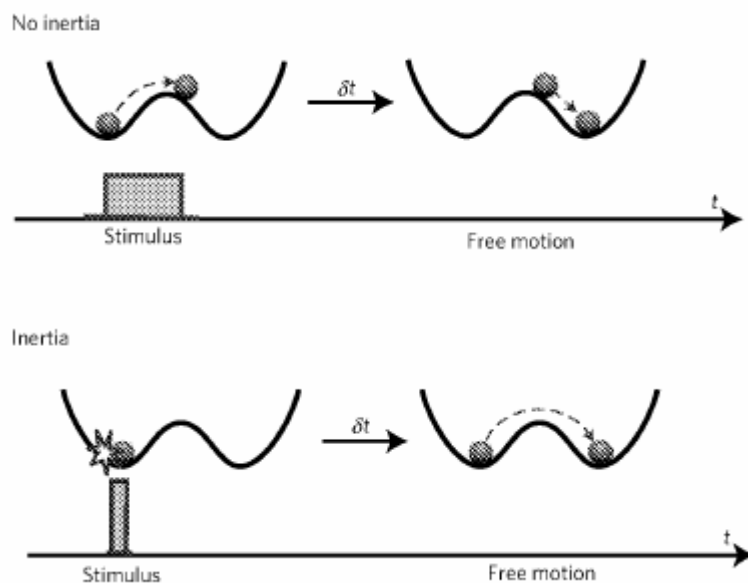
Obr. 4.10: Koherentní THz kontrola spinových vln. V části (a) vidíme Faradayovu rotaci (tečky- hodnoty z experimentu, modré čáry- numerická simulace) vzniklou díky jednomu terahertzovému pulsu (červená čára). V (b) na vzorek dopadly dva THz pulsy s časovým zpožděním $\Delta t = 6$ ps. Výsledkem bylo takřka zdvojnásobení amplitudy. Obrázek (c) se od předchozího liší časovým zpožděním, které je zde $\Delta t = 6,5$ ps. Signál po dopadu druhého pulsu téměř vymizí [29].

4.6 Ovlivnění směru magnetizace v antiferomagnetech prostřednictvím mechanismů založených na setrvačnosti [34]

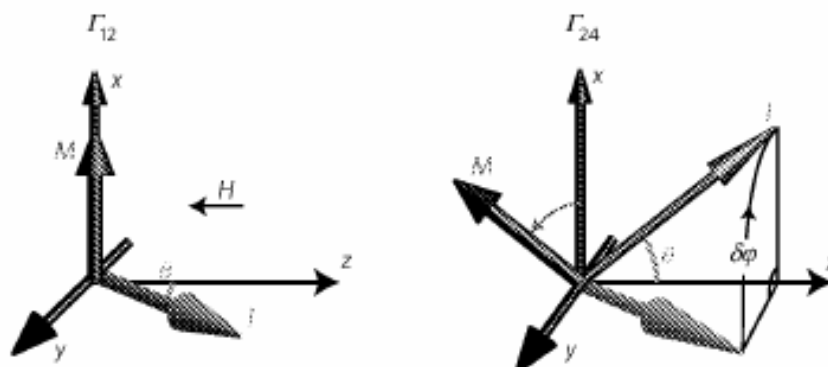
Směrem magnetizace můžeme manipulovat mimo jiné i pomocí magnetického pole. Existují dva přístupy, které si objasníme pomocí analogie z mechaniky. Podívejme se na obr. 4.11, na němž máme kuličku (alias magnetizaci), která se může nacházet v jednom ze dvou minim (metastabilní stavy) oddělených potenciálovou bariérou. Kuličku můžeme vytlačit za bariéru a poté jí nechat spadnout do minima. Takovýto postup není ale na kratších časových škálách možný - puls kratší než 2 ps vyžaduje magnetické pole silné tak, že by zlikvidovalo magnetické uspořádání zkoumané látky. Druhá možnost spočívá ve využití setrvačnosti kuličky. Přestože na ní působíme velice krátce (během onoho působení se kulička nehýbe), může posléze bariéru překonat.

Výše nastíněný koncept byl vyzkoušen na ortoferitu HoFeO_3 . Do teploty $T_2 = 58$ K má tento materiál pro magnetizaci potenciálové minimum spojené s Γ_{12} magnetickou symetrií (viz obr. 4.12), od $T_1 = 38$ K výše pak disponuje minimem spjatým s Γ_{24} .

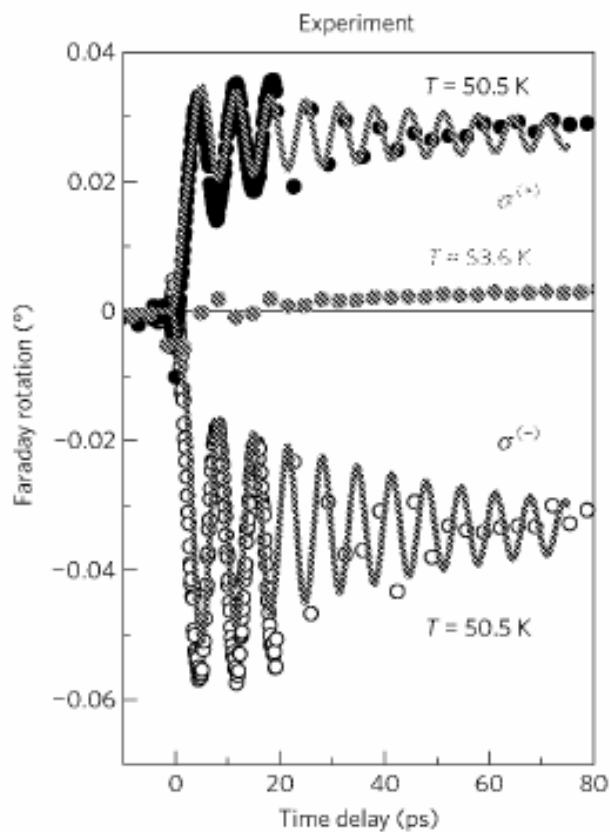
K měření byla použita metoda excitace a sondování, přičemž krátce (100 fs) trvající magnetické pole bylo vytvořeno díky inverznímu Faradayově jevu. Výsledek se nachází na obr. 4.13. Podmínkou byla teplota mezi 38 K a 52 K. Musíme poznamenat, že na delších časových škálách (cca 600 ps) nad vlivem rozdílné polarizace excitačního pulsu převážily efekty spojené se zahřátím materiálu (křivky pro obě polarizace jsou v této časové oblasti stejné).



Obr. 4.11: Srovnání přístupů k překonání potenciálové bariéry s ohledem na využití setrvačnosti. Na horním obrázku kuličku dotlačíme až za bariéru, aby následně už sama spadla do druhého minima. Na dolním obrázku na kuličku působíme nesrovnatelně kratší čas, ale ona se i tak díky setrvačnosti přes potenciálový val dostane [34].



Obr. 4.12: Nákres metastabilních fází Γ_{12} a Γ_{24} . M značí magnetizaci (parametr usprádaní feromagnetika), I antiferomagnetický vektor (parametr uspořádání antiferomagnetika) [34].



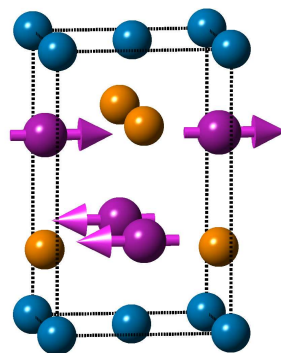
Obr. 4.13: Manipulace s magnetizací pomocí setrvačnosti. Horní (spodní) křivka odpovídá magnetickému poli vytvořenému s pomocí pravotočivého (levotočivého) světla. Za rozdíl v amplitudách patrně může zahřátí vzorku laserem. Body v okolí nuly na horizontální ose byly naměřeny s užitím levotočivého světla, avšak za příliš vysoké teploty [34].

5. Studované vzorky

V rámci diplomové práce byly zkoumány vzorky CuMnAs. Na tomto místě je potřeba zdůraznit, že se jedná o velmi nový a tedy velice málo prozkoumaný materiál. První zmínka o jeho přípravě pochází z roku 1992 [35], od té doby byly publikovány - pokud je nám známo - pouze dva články, kde se jeho vlastnosti studovaly [36, 37]. V [36] bylo určeno, že je CuMnAs je za pokojové teploty antiferomagnet, ale v [37] byl identifikován jako feromagnet. Tento rozdíl je patrně způsoben nedokonalostí přípravy v [37], která asi vedla k přítomnosti feromagnetického kovu MnAs v připraveném CuMnAs. Veškeré dříve vzniklé vzorky CuMnAs [35, 36, 37] byly totiž připraveny přímou syntézou z Cu, Mn a As, kdy je velice obtížné kontrolovat kvalitu vzorků.

Námi studované vzorky CuMnAs byly připraveny v roce 2012 pomocí epitaxe z molekulárních svazků (*molecular beam epitaxy*, MBE) na University of Nottingham. Z důvodu krátké existence CuMnAs je k dispozici jen velice omezený soubor na něm naměřených experimentálních dat. Prováděné experimenty se zatím zaměřily zejména na určení základních strukturních, elektrických a magnetických vlastností tohoto materiálu. Bylo zjištěno, že lze prostřednictvím MBE připravit strukturně velice kvalitní vzorky na substrátech GaAs a GaP. CuMnAs je patrně polokov (polokov ve smyslu nulového zakázaného pásu, tj. dle anglického názvosloví *semimetal*). Za pokojové teploty vykazuje antiferomagnetické uspořádání, jehož náčrt se nachází na obr. 5.1. Veškeré tyto charakteristiky tak ukazují, že se může jednat o materiál, který bude velice zajímavý pro experimentální realizaci konceptu antiferomagnetické spintroniky [6, 7, 8]. Jeho Néelova teplota nicméně ještě nebyla určena a také jeho optické vlastnosti zatím vůbec nebyly studovány.

V této práci jsme se zaměřili na studium vlastností vzorků CuMnAs vypěstovaných na GaP substrátu. Oproti vzorkům vypěstovaným na GaAs jsou strukturně lepší [38], důležitá pro nás ale byla hlavně propustnost GaP substrátu pro vlnové délky větší než 600 nm (při 300 K je velikost energie zakázaného pásu GaP 2,26 eV [39]) Díky tomu jsme totiž na těchto vzorcích mohli provádět experimenty v transmisní geometrii. V současné době zatím existují pouze 3 různě tlusté vzorky CuMnAs na GaP substrátu (tlustém cca 0,5 μm), všechny jsme ale měli k dispozici. Jejich strukturní parametry jsou uvedené v tabulce 5.1.



Obr. 5.1: Schéma krystalové struktury CuMnAs na substrátu GaP. Fialové kuličky představují mangan, modré měď, žluté arsen [38].

Vzorek	Deklarovaná tloušťka filmu	Substrát	Povrchová krycí vrstva
Mn756	10 nm	GaP	GaAs; 1,7 nm
Mn752	46 nm	GaP	není
Mn754	138 nm	GaP	GaAs; 1,7 nm

Tab. 5.1- Námi zkoumané vzorky CuMnAs.

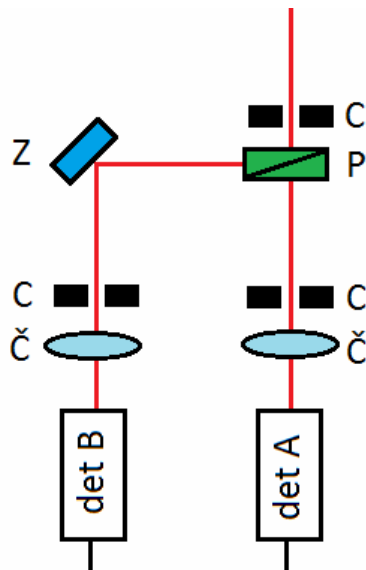
6. Popis experimentálních metod

V rámci této diplomové práce jsme prováděli experimenty jak jednosvazkové, tak dvousvazkové. Druhých jmenovaných bylo řádově více, přinesly zajímavější výsledky a v neposlední řadě se použité experimentální uspořádání stavělo primárně pro ně. Proto se jimi bude zabývat i větší část této kapitoly a až nakonec probereme i realizované experimenty jednosvazkové.

6.1 Experimentální uspořádání

Princip degenerované dvousvazkové metody excitace a sondování tkví v rozdělení laserového pulsu na silný excitační (*pump*) a na slabý sondovací (*probe*) puls (degenerace v tomto případě znamená, že oba pulsy mají stejnou vlnovou délku). První z nich dopadne na vzorek, v němž vybudí změnu fyzikálních vlastností. Druhý s určitým časovým zpožděním též dorazí ke vzorku, jehož průchodem se do něj zapíše informace o momentálním stavu daného materiálu. Po průchodu vzorkem pokračuje sondovací svazek optickými prvky dále až k detektorům.

Podrobněji si fungování metody popíšeme s pomocí obr. 6.1. Jako zdroj světla se při našem měření používal laser Mai Tai (Spectra Physics). Jeho velká výhoda spočívala ve snadné změně vlnové délky v oblasti 690 nm až 1040 nm. Světlo jím produkované se rozdělilo díky děliči svazku na excitační a sondovací svazek. První z nich prošel zpožďovací dráhou (určující, v jakém časovém rozmezí dopadnou jednotlivé pulsy na vzorek) a přerušovačem svazku (který s pomocí další elektroniky zabraňuje, aby detektory vnímaly nemodulované světlo). Před dopadem na vzorek a následným zablokováním prošel excitační puls šedým filtrem (optická komponenta, kterou regulujeme energii v pulsu) a soustavou polarizátorů a fázových destiček, jimiž jsme měnili jeho polarizaci (na excitaci jsme používali pravotočivě a levotočivě polarizované světlo). Sondovací svazek procházel šedým filtrem, polarizátorem a půlvlnnou destičkou - potřebovali jsme různě orientované, v rovině vzorku ležící lineárně polarizované světlo. Následně sondovací svazek zčásti prošel vzorkem (chod paprsků v blízkosti vzorku popisuje obr. 6.2) a zčásti se od něho odrazil. Podle aplikované geometrie (na průchod či na odraz) byl umístěn optický můstek.



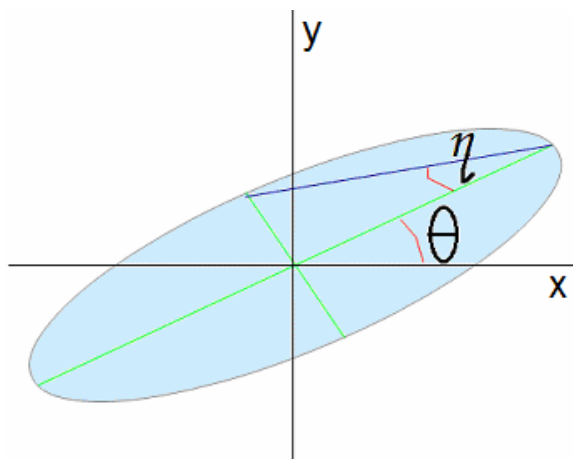
Obr. 6.3: Schéma optického můstku. C značí clonky, Č čočky, P polarizátor a Z zrcadlo.

6.2 Optický můstek

Schéma optického můstku se nachází na obr. 6.3. Jak vidno, jedná se o konstrukci sestavenou z několika optických komponent, není to pouze jeden předmět. Před použitím v dvousvazkovém experimentu musí proběhnout jeho vyvážení. Tuto proceduru provádíme se zacloněným excitačním svazkem (dalo by se říci, že tak uskutečňujeme jednosvazkový experiment), přičemž přerušovač svazku přesuneme do dráhy svazku sondovacího. Dopadá-li pak na polarizátor v můstku lineárně polarizované světlo pod správným úhlem (45° od osy polarizátoru), je zmíněnou optickou komponentou rozděleno na dvě stejně velké části, které posléze míří do detektorů. V našem experimentálním uspořádání jsme schopni měřit jak součet signálů z obou detektorů, tak jejich rozdíl. Pokud je tento rozdíl nulový, hovoříme o vyváženém můstku. Jelikož tomu tak obvykle není, umísťuje se před můstek půlvlnná destička, kterou dosahujeme optimálního stočení sondovacího svazku a tedy vyvážení můstku. Při dvousvazkovém experimentu způsobí průchod excitovaným vzorkem, že je sondovací svazek stočen jinak, než byl v rovnovážném stavu při vyvažování můstku. To ve svém důsledku znamená nenulový (byť malý) rozdílový signál, který pak s relativně velkou přesností měříme.

Informace uvedené v předchozím odstavci platí za předpokladu, že chceme změřit změnu stočení (rotace) sondovacího svazku. Pokud bychom chtěli změřit změnu elipticity (definice této veličiny se nejlépe vysvětlí na obrázku - viz obr. 6.4),

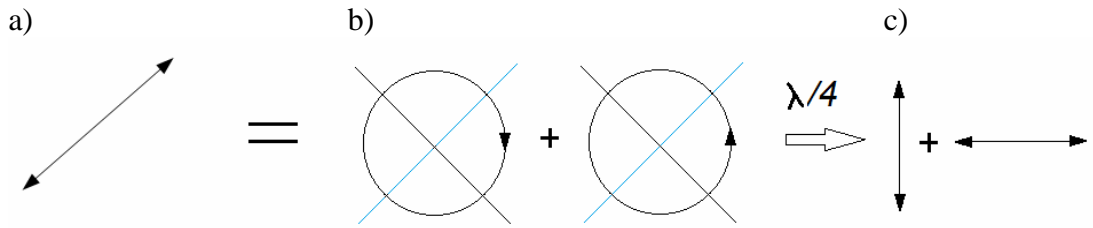
musíme po vyvážení můstku umístit před výše zmíněnou půlvlnou destičku destičku čtvrtvlnou. Natočená musí být tak, aby byl rozdílový signál nulový (excitační svazek je stále zablokován).



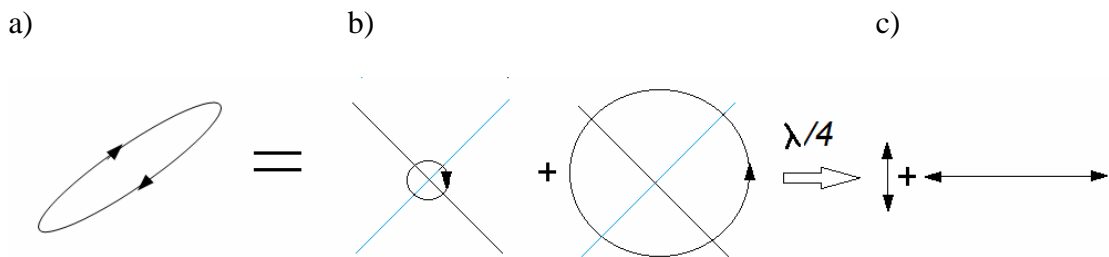
Obr. 6.4: Definice rotace a elipticity. Mějme elipticky polarizované světlo. Rotaci θ definujeme jako stočení hlavní poloosy od souřadnicové osy x , elipticita η v sobě nese informaci o poměru hlavní a vedlejší poloosy elipsy.

Smysl čtvrtvlnné destičky si vysvětlíme s pomocí obr. 6.5 a obr. 6.6 (u obou platí, že v části (a) se nachází polarizace světla na destičku dopadající, v části (b) máme tuto polarizaci rozepsanou pomocí kruhových polarizací, přičemž modrá čára značí pomalou osu destičky, část (c) ukazuje světlo vystupující z destičky. Necht' na destičku dopadá lineárně polarizované světlo pootočené o 45 stupňů od vertikály (stejně je stočená i pomalá osa čtvrtvlnné destičky). Můžeme si ho rozepsat jako součet pravotočivé a levotočivé kruhové polarizace, přičemž obě mají stejnou amplitudu. Stejnou amplitudu mají i lineární polarizace (horizontální a vertikální), které vzniknou průchodem kruhových polarizací destičkou. Polarizátor je pak oddělí a každou pošle do jiného ramene optického můstku. Situace je tedy totožná se situací bez destičky (což není vzhledem ke stejné orientaci původní lineární polarizace a pomalé osy destičky překvapující), a na výstupu z optického můstku je tak stále detekován nulový rozdílový elektrický signál.

Uvažme nyní, že by na destičku dopadala eliptická polarizace. Tu lze opět rozepsat jako součet dvou kruhových polarizací, ovšem každá z nich má jinou amplitudu. Díky tomu je i jedna lineární polarizace jdoucí z destičky menší než druhá, a tedy je prostřednictvím rozdílového signálu z optického můstku detekován nenulový elektrický signál.



Obr. 6.5: Působení čtvrtvlnné destičky na lineárně polarizované světlo. Lineární polarizaci světla (a) lze pojmout jako součet dvou kruhových polarizací s opačnou točivostí (b), ale stejnou amplitudou (modrá čára značí pomalou osu čtvrtvlnné destičky). Tyto kruhové polarizace následně destička přetvoří na polarizace lineární (mající stejnou velikost), které jsou k sobě navzájem kolmé (c).



Obr. 6.6: Působení čtvrtvlnné destičky na elipticky polarizované světlo. Eliptickou polarizaci světla (a) lze pojmout jako součet dvou kruhových polarizací s opačnou točivostí a různou amplitudou (b) (modrá čára značí pomalou osu čtvrtvlnné destičky). Ty následně destička přetvoří na polarizace lineární (různě velké), které jsou k sobě navzájem kolmé (c).

6.3 Výpočet magnetooptického signálu z naměřených dat

Při experimentech jsme schopni zaznamenat změnu stočení polarizace $\Delta\theta$, respektive změnu elipticity $\Delta\eta$. Platí pro ně vztahy

$$\Delta\theta = \frac{\Delta I_S(t) - \Delta I_P(t)}{2(I_S^{jedn} + I_P^{jedn})} \quad (6.1a)$$

$$\Delta\eta = \frac{\Delta I_S(t) - \Delta I_P(t)}{2(I_S^{jedn} + I_P^{jedn})} \quad (6.1b)$$

Současně můžeme měřit diferenciální reflektivitu (resp. transmisi), kterou vypočteme podle vzorce

$$\frac{\Delta R}{R_0} = \frac{\Delta I_S(t) + \Delta I_P(t)}{I_S^{jedn} + I_P^{jedn}} \quad (6.2)$$

Zde $\Delta I_S(t) - \Delta I_P(t)$ (resp. $\Delta I_S(t) + \Delta I_P(t)$) je rozdílový (resp. součtový) signál zaznamenaný detektory při dvousvazkovém experimentu a $I_S^{jedn} + I_P^{jedn}$ značí součtový signál změřený po vyvážení můstku za situace, kdy byl excitační puls zablokován. Odvození vztahů a podobnější diskuse k nim se nachází v [40].

6.4 Původ měřeného signálu

Při měření předpokládáme, že získaný signál souvisí se změnou magnetických vlastností zkoumaného materiálu. Excitační svazek ale může způsobit i změnu optických vlastností vzorku. Necht' pro rotaci θ , resp. elipticitu η platí

$$\theta = f_R M \quad (6.3a)$$

$$\eta = f_E M \quad (6.3b)$$

M je magnetizace a f_R (resp. f_E) funkce, která závisí na elektronických vlastnostech materiálu a která může být vyjádřena jakožto funkce komplexního indexu lomu. Při experimentech ale neměříme rotaci či elipticitu, nýbrž jejich změnu, kterou spočteme jako derivaci (6.3a) a (6.3b):

$$\Delta \theta = \Delta f_R M + f_R \Delta M \quad (6.4a)$$

$$\Delta \eta = \Delta f_E M + f_E \Delta M \quad (6.4b)$$

Pokud mají změřené křivky změny rotace a elipticity stejný časový vývoj, převládají jevy spojené se změnou magnetizace ΔM (odpovídají 2. členu na pravé straně (6.4a) a (6.4b)), v opačném případě dominují jevy spojené se změnou optických vlastností materiálu Δf_R (resp. Δf_E).

6.5 Měření statických magnetooptických koeficientů

Důležitost jednosvazkových experimentů z hlediska této diplomové práce tkví v určení MO koeficientu P^{MLD} vystupujícím ve vzorci jak pro statický (viz. vztah (3.10)), tak dynamický (viz. vztah (3.12)) MO signál. Připomínáme, že se v této diplomové práci věnujeme studiu antiferomagnetu, a proto je $P^{PKE} = 0$.

První způsob, jak určit statický MLD, spočívá ve využití definičního vztahu pro MLD (3.5), (hovoříme o tzv. přímé metodě [25]). K jednoznačnému výsledku je pochopitelně nutné znát polohu magnetických momentů ve vzorku.

Druhá metoda, kterou jsme použili, se označuje jako „*temperature corrected*“ [25]. Pro určitou teplotu (obvykle maximální či minimální možnou) se vyváží optický můstek. Teplotu následně měníme, čímž dochází (prostřednictvím zvětšování či zmenšování uspořádanosti magnetických momentů) k rozvážení optického můstku. Využívá se skutečnosti, že za teplot vyšších, než je Curieova (resp. Néelova) teplota, se rozpadá magnetické uspořádání (anti)feromagnetik a detekovaný MO signál je nulový.

7. Experimenty v reflexní geometrii

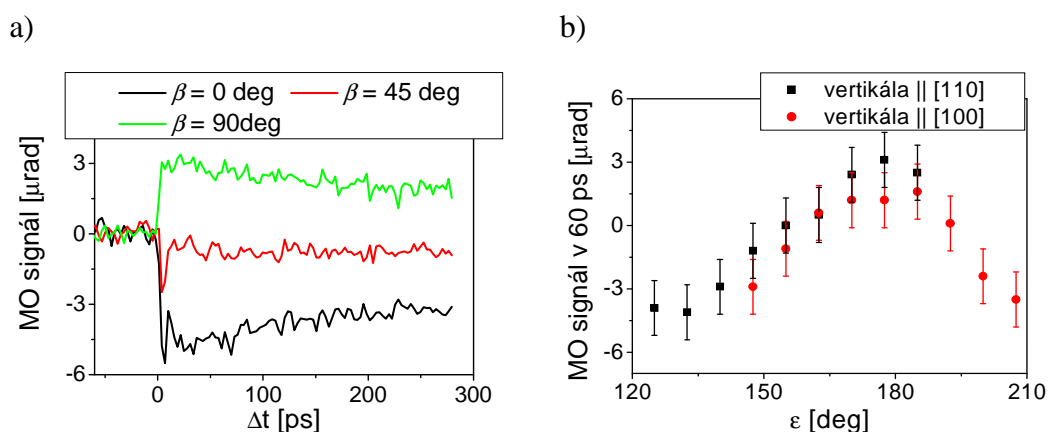
První experimenty, které jsme ve vzorcích CuMnAs provedli, byly uskutečněny v reflexní geometrii. Její nevýhodou je (v porovnání s pokusy založenými na transmisi) lehce komplikovanější práce s měřicí aparaturou, na druhou stranu neklade žádné požadavky na povrchové vlastnosti substrátu ani na míru propustnosti substrátu a vzorku.

Před samotným popisem výsledků měření by bylo vhodné uvést, že jsme u všech experimentů (jak reflexních, tak transmisních) využívajících metodu excitace a sondování měření prováděli pro obě kruhové polarizace excitačního svazku. V této i následujících kapitolách je v obrázcích vždy ukázán aritmetický průměr signálů změřených pro obě polarizace neboli polarizačně nezávislá část magnetooptického (MO) signálu. Polarizačně závislá část totiž nebyla zajímavá, od signálu pozadí se odchylovala jen v oblasti několika málo pikosekund za časovou nulou, kdy docházelo k překryvu excitačního a sondovacího svazku. Pokud nebude výslovně řečeno jinak, máme v celém dalším textu pod pojmem MO signál na mysli dynamický MO signál neboli změnu rotace světla (tj. ne změnu elipticity).

Stočení lineární polarizace světla způsobené díky MLD závisí mimo jiné na rozdílu úhlů, které svírají vektor magnetizace (úhel φ) a vektor lineární polarizace světla (úhel β) s krystalografickým směrem [100]- viz. obr. 3.6. V našem konkrétním případě ale neznáme nejen směr magnetických momentů v námi studovaných vzorcích CuMnAs, ale ani přesnou krystalografickou orientaci vzorků. Jakožto (poměrně libovolně zvolenou) referenční soustavu souřadnou tedy v celém dalším textu zvolíme soustavu souřadnou spojenou se známou krystalografickou orientací substrátu GaP (veškeré úhly budeme odečítat od krystalografického směru [100] substrátu GaP). Orientaci lineární polarizace dopadajícího světla lze ale popsat i vzhledem k laboratorní soustavě souřadné úhlem ε . Ten definujeme jako odchylku dané lineární polarizace od polarizace vertikální. Přepočtení mezi β (v soustavě souřadné spojené s krystalografickou orientací vzorku) a ε (v laboratorní soustavě souřadné) má tedy tvar $\beta = \varepsilon + X$, přičemž hodnota čísla X závisí na natočení vzorku (resp. krystalografického směru [100]) vzhledem k laboratorní soustavě souřadné.

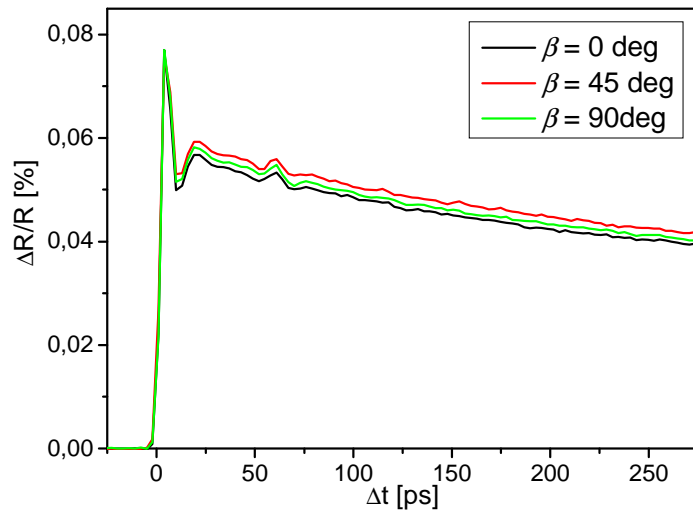
Na obr. 7.1a je uvedena závislost excitačními pulsy vyvolané změny magnetooptického signálu na časovém zpoždění mezi excitačním a sondovacím

svazkem. Měření proběhlo při 15 K. Velikost i znaménko signálu závisely na orientaci lineární polarizace sondovacího svazku. Když jsme experiment zopakovali za 300 K (vše ostatní bylo totožné), naměřená data byla v rámci chyby stejná jako při 15 K (viz srovnání amplitud signálu částí (a) a (b) obr. 7.1). Abychom ověřili, zda získaná data souvisejí s orientací magnetizace vzorku, či zda se jedná o experimentální artefakt, umístili jsme vzorek pod úhlem lišícím se o 45° od předchozí polohy (tedy jsme vzhledem k soustavě souřadné vztažené k laboratoři otočili o 45° se vzorkem i magnetické momenty v něm) a pokus za totožných podmínek zopakovali. Z obrázku 7.1b- závislosti MO signálu na orientaci polarizace světla vzhledem k laboratorní soustavě- vidíme, že je charakter dat v podstatě totožný, měřený MO signál tedy nesouvisí s orientací vzorku a tudíž ani s orientací magnetických momentů ve vzorku. Původ měřeného MO signálu nám není zcela jasný, ale jako značně pravděpodobné vysvětlení se jeví excitačními pulsy vyvolaná změna komplexního indexu lomu, která při námi používané geometrii dopadu světla na vzorek (viz. obr. 6.2) vede ke vzniku MO signálu spojeného se změnou optických vlastností materiálu (viz. rovnice (6.4a)). Měření magnetooptického signálu v reflexní geometrii nám tedy o magnetickém uspořádání ve vzorku neposkytlo žádné relevantní informace.



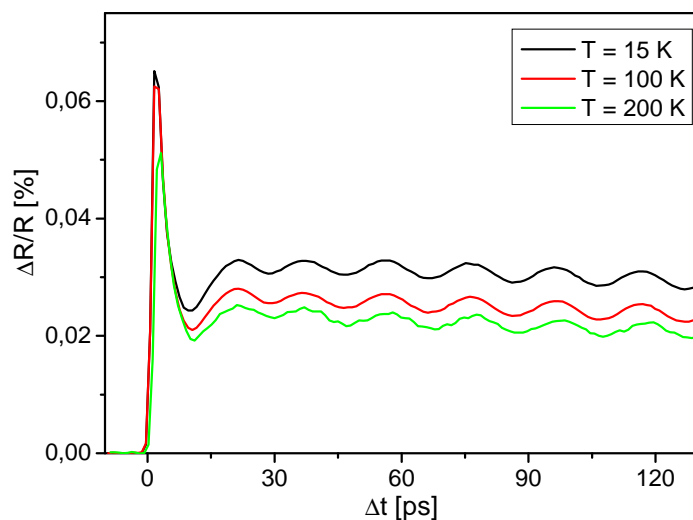
Obr. 7.1: Magnetooptický signál v reflexní geometrii v závislosti na časovém zpoždění Δt . V části (a) je uvedena závislost dat změřených při 15 K na časovém zpoždění pro různé orientace lineární polarizace sondovacího svazku; v (b) je vyneseno při 300 K změřený MO signál pro $\Delta t = 60$ ps v závislosti na natočení lineární polarizace vzhledem k laboratorní soustavě pro dvě orientace vzorku lišící se o 45° . Vzorek Mn754 (138 nm), vlnová délka 756 nm, plošná hustota energie excitace cca $0,7 \text{ mJ/cm}^2$.

Při pokusech rozebíraných v předcházejícím odstavci jsme současně s magnetooptickým signálem měřili i diferenciální reflektivitu- viz obr. 7.2. Vidíme, že změřená data na orientaci lineární polarizace sondovacího svazku téměř nezávisí.



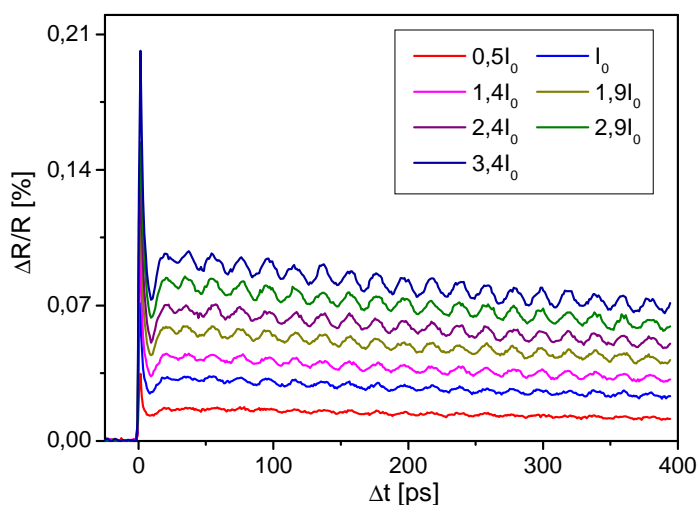
Obr. 7.2: Závislost diferenciální reflektivity na časovém zpoždění pro různé orientace lineární polarizace sondovacího svazku. Vzorek Mn754 (138 nm), teplota 15 K, plošná hustota energie excitace cca $0,7 \text{ mJ/cm}^2$, vlnová délka 756 nm.

Pro jeden vzorek (Mn752) se ale v měřeném signálu diferenciální reflektivity objevily oscilace. Na příkladu obr. 7.3, v němž se stejně jako v obr. 7.2 nachází závislost diferenciální reflektivity na časovém zpoždění, se můžeme přesvědčit, že se tyto oscilace při zvýšení teploty z 15 K na 200 K podstatným způsobem nezmění.

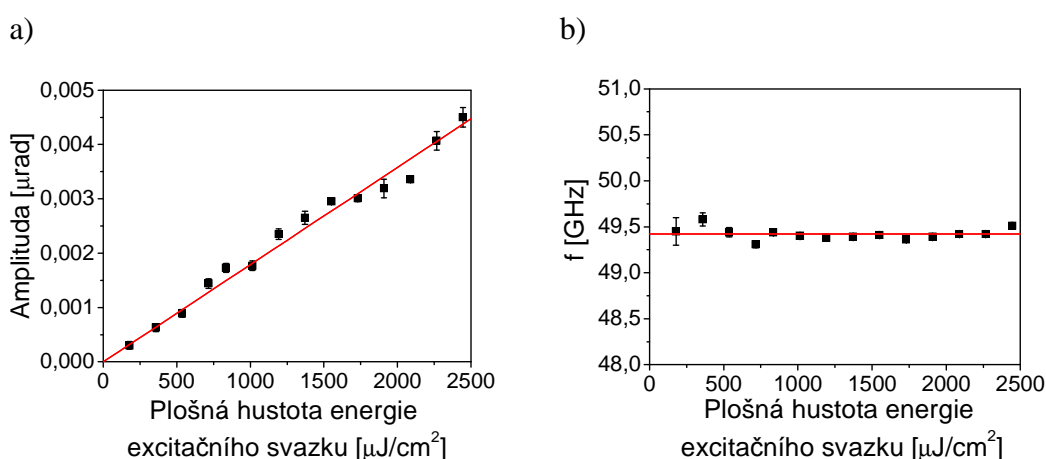


Obr. 7.3: Závislost diferenciální reflektivity na časovém zpoždění měřená při různých teplotách. Vzorek Mn752 (48 nm), plošná hustota energie excitace cca $0,7 \text{ mJ/cm}^2$, vlnová délka 756 nm.

V obr. 7.4 je uvedena změřená závislost diferenciální reflektivity pro různé velikosti energie excitačního pulsu. S růstem plošné hustoty excitační energie lze pozorovat zvyšování jak nosného signálu, tak amplitud oscilací. Nafitováním dat z obr. 7.4 pomocí vztahu (3.11) jsme zjistili, jak amplituda a frekvence těchto oscilací závisí na plošné hustotě energie excitace. Ze získaných dat je patrné, že s růstem excitace roste amplituda lineárně (viz. obr. 7.5a) a frekvence se nemění (viz. obr. 7.5b).

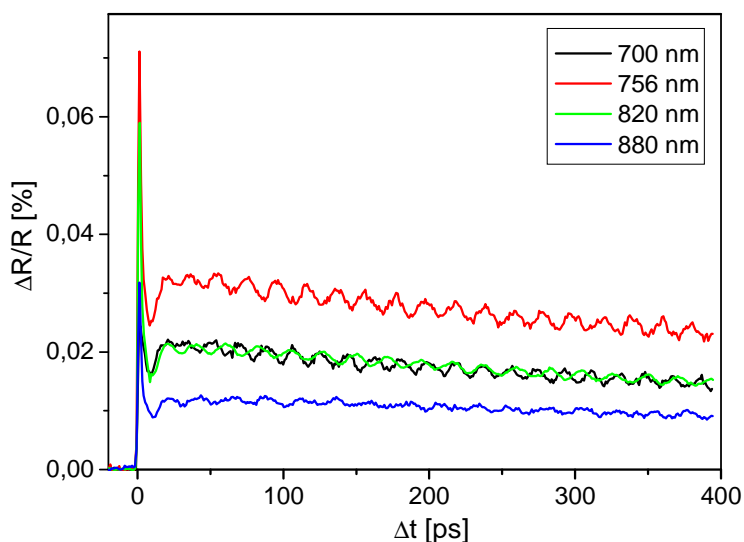


Obr. 7.4: Závislost diferenciální reflektivity na časovém zpoždění měřená při různých plošných hustotách energie excitačního svazku. Vzorek Mn752 (48 nm), referenční plošná hustota energie excitace I_0 cca $0,7 \text{ mJ/cm}^2$, vlnová délka 756 nm, teplota 15 K.

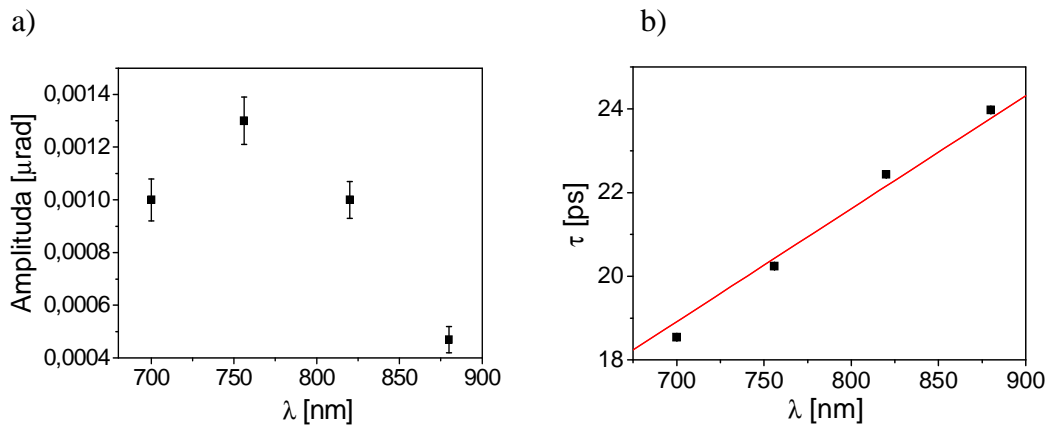


Obr. 7.5: Závislost amplitudy (a) a frekvence (b) oscilací v diferenciální reflektivitě na plošné hustotě energie excitačního svazku. Naměřené hodnoty (černé body) byly proloženy (červená čára) v případě (a) přímkou $y = 1,79 \cdot 10^{-6} x$, v případě (b) konstantou $y = 49,42$. Vzorek Mn752 (48 nm), vlnová délka 756 nm, teplota 15 K.

Dále jsme zjistili, jak se oscilace v diferenciální reflektivitě chovají pro různé vlnové délky, což je znázorněno v obr 7.6. Fitováním získané závislosti amplitudy a periody oscilací na vlnové délce jsou uvedeny v obr. 7.7a a 7.7b. Z hlediska amplitudy nebylo zjištěno nic zajímavého - její velikost se mění v přímé úměře s velikostí detekovaného nosného signálu. U periody ale pozorujeme, že tato veličina s rostoucí vlnovou délkou lineárně roste. Data lze proložit přímkou $y = Ax$, kde $A = (27 \pm 0) \cdot 10^{-3}$ ps/nm. Takovou závislost periody na vlnové délce mají oscilace způsobené akustickými fonony (viz kapitola 4.4). Z A jsme proto dle vzorce (4.1) vypočítali rychlost zvuku v_s , kterou se v substrátu šíří stlačená vrstva materiálu (index lomu n jsme dle [41] položili rovný 3,2). Vyšlo nám $v_s = (6 \pm 0)$ km/s. Stejná velikost rychlosti zvuku je uvedena i v článku o akustických fononech [33]. Proto tvrdíme, že jsou oscilace v obr. 7.6 projevem právě akustických fononů. Z toho vyplývá, že ani v diferenciální reflektivitě jsme neobjevili signál, který by byl vhodný pro zkoumání magnetických vlastností našich vzorků.



Obr. 7.6: Závislost diferenciální reflektivity na časovém zpoždění pro různé vlnové délky. Vzorek 752 (48 nm), plošná hustota energie excitace cca $0,7 \text{ mJ/cm}^2$, teplota 15 K.



Obr. 7.7: Závislost amplitudy (a) a periody (b) oscilací v diferenciální reflektivitě na vlnové délce. Velikost amplitudy souvisí v přímé úměře s velikostí detekovaného nosného signálu, perioda roste s vlnovou délkou lineárně (fit $y = 0,027x$ vyznačen červenou čárou). Vzorek Mn752 (48 nm), plošná hustota energie excitace cca $0,7 \text{ mJ/cm}^2$, teplota 15 K.

8. Experimenty v transmisní geometrii

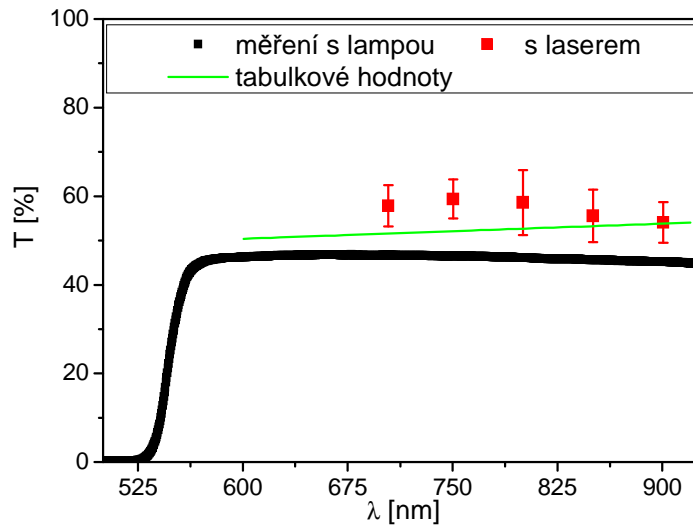
Experimenty v transmisní geometrii nekladou (v porovnání s uspořádáním na odraz) takové nároky na nastavení měřicí aparatury, neboť světlo po průchodu různě natočeným vzorkem pokračuje po takřka totožné trajektorii. Na druhou stranu vyvstávají určité požadavky na vlastnosti zkoumaných materiálů. Substrát musí být vyleštěn i na své zadní straně, neboť v opačném případě by docházelo k rozptylu. Substrát i vzorek dále musí propouštět dostatečné množství světla.

Na obr. 8.1 se nalézá závislost propustnosti T (definované jako poměr intenzity světla prošlého materiálem k referenční intenzitě světla, které materiálem neprošlo) substrátu GaP na vlnové délce. T byla určena za dvou situací- jednou byl zdrojem světla kontinuální laditelný Ti:Al₂O₃ laser, podruhé halogenová lampa. Ve stejném obrázku jsou vyneseny i propustnosti vypočtené z tabulkových hodnot [42] reflexe R . Vztah mezi T a R byl definován předpisem

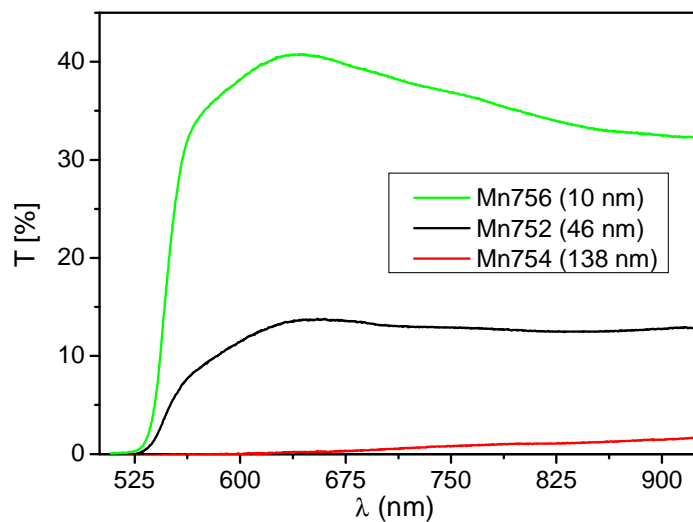
$$T = (1 - R)^2 e^{-\alpha l} \quad (8.1)$$

Jelikož je ve zvoleném spektrální oboru absorpční koeficient roven nule, nezávisela propustnost na šířce materiálu l . Za malou propustnost GaP substrátu změřenou pomocí světla lampy patrně může geometrický faktor, protože světlo z lampy nebylo úplně ideálně zkolimované a při měření tak asi měřicí aparatura nezachytila část procházejících fotonů. Každopádně veškerá data v obrázku ukazují propustnost kolem 50 % pro vlnové délky větší než 600 nm. To znamená, že v této spektrální oblasti by substrát měl umožňovat měření v transmisní geometrii.

V obr. 8.2 je uvedena propustnost tří různě tlustých vzorků CuMnAs (referenční intenzitou byl stále signál od světla procházejícího pouze vzduchem). Pokud při výpočtu T vezmeme jako referenční intenzitu signál od světla procházejícího skrz GaP, vyjde propustnost pro vzorek o tloušťce 10 nm cca 55 %, pro vzorek o tloušťce 46 nm cca 20 % a pro vzorek o tloušťce 138 nm cca 2 % (čísla platí pro 820 nm). Při uvážení výrobcem deklarované tloušťky vzorků tedy dostáváme na vlnové délce 820 nm absorpční koeficient CuMnAs cca $3 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$. Nebude-li výslovně řečeno jinak, popisují následující stránky experimenty na 10 nm vzorcích, neboť ty propouštěly nejvíce světla a navíc se ukázalo, že v nich pozorujeme i větší MO signály.



Obr. 8.1: Srovnání transmise GaP (substrát pro vzorky CuMnAs) měřené laserem a lampou s tabulkovými hodnotami z [42]. Měření bylo provedeno při teplotě 300 K.



Obr. 8.2: Srovnání transmise různě tlustých vzorků CuMnAs na substrátu GaP. Měření bylo provedeno při teplotě 300 K.

Po zjištění, že je smysluplné provádět časově rozlišené experimenty v transmisní geometrii, jsme se zaměřili na měření excitačními pulsy vyvolaných změn magnetooptického signálu. Stejně jako v reflexní geometrii jsme s cílem určit orientaci magnetizace ve vzorku Mn756 (10 nm) změřili magnetooptický signál pro různá stočení lineární polarizace sondovacího svazku. Na obr. 8.3a lze spatřit typický charakter zaznamenávaných dat - prudký vzestup signálu kolem nuly spojený s časovým překryvem a interferencí excitačního a sondovacího svazku následovaný nejprve strmým, posléze pozvolnějším poklesem do nuly, což je spojeno s návratem

materiálu do původního stavu. V oblasti kolem 10 ps lze spatřit druhé, relativně slabé, maximum. Vzniká patrně kvůli interferenci sondovacího svazku s od zadní stěny substrátu odraženou částí excitačního svazku. Tloušťka substrátu d vypočtená s využitím polohy Δt tohoto druhého maxima na časové ose prostřednictvím vzorce ($\Delta t = 8,6$ ps, c je rychlost světla, index lomu n má dle [41] velikost 3,2)

$$d = \frac{c\Delta t}{2n} \quad (8.2)$$

činila 0,4 mm, což víceméně souhlasí s deklarovanou tloušťkou (viz kapitola 5).

Na obr. 8.3b se nalézá magnetooptický signál odečtený v 60 ps v závislosti na orientaci roviny polarizace sondovacího svazku. Z grafu je jednoznačně patrná harmonická závislost MO signálu na úhlu β , což značí přítomnost uniaxiální magnetické anizotropie v rovině vzorku. Nejjednodušeji se dá chování v obr. 8.3 vysvětlit demagnetizací způsobenou zahřátím vzorku. Proto data uvedená v obr. 8.3(b) fitujeme posledním členem ze vztahu (3.12), k němuž je nutné přičíst konstantu D reflektující posunutí celé harmonické funkce na vertikální ose, tj.

$$\delta MO(60 ps, \beta) = 2 \frac{P^{MLD}}{M} \sin 2(\varphi - \beta) \delta M_s(60 ps) + D \quad (8.3)$$

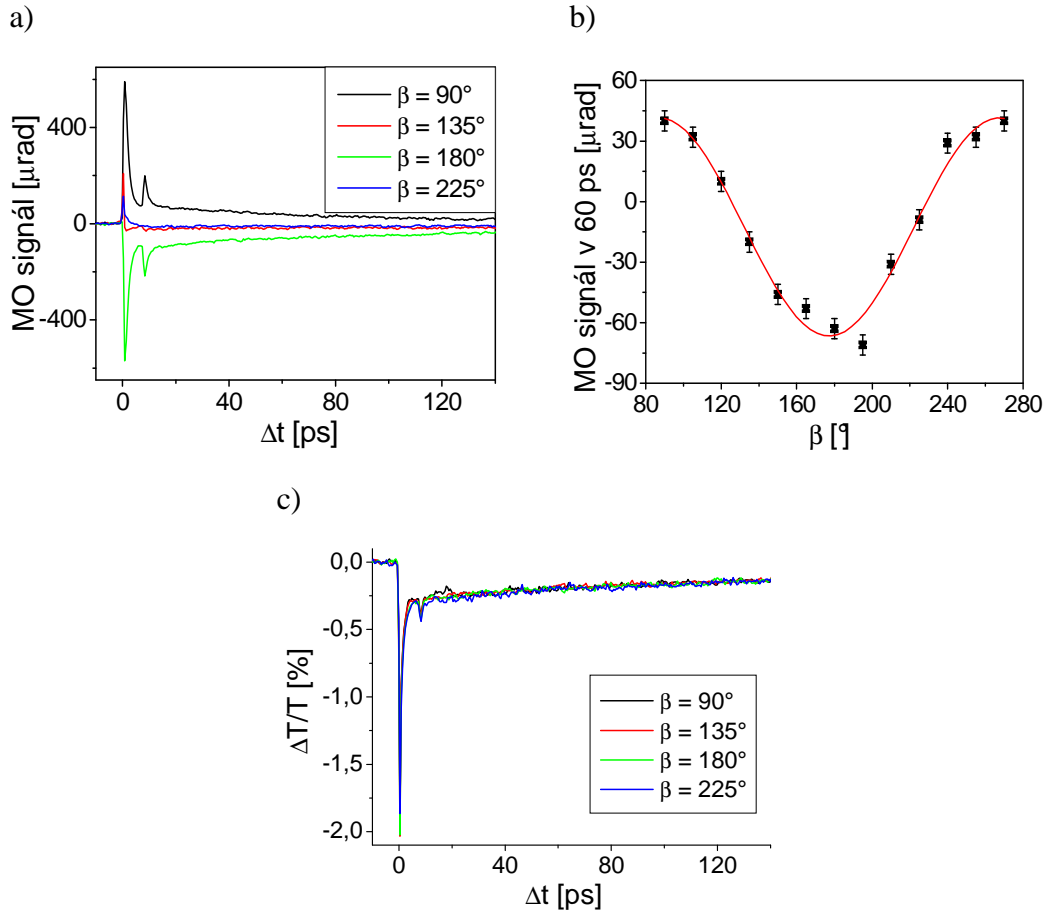
Velikost členu $\left| 2 \frac{P^{MLD}}{M} \delta M_s(60 ps) \right|$ je (54 ± 3) μ rad, pro D platí $D = (-13 \pm 2)$ μ rad.

Úhel φ udávající polohu magnetizace činí $(132 \pm 3)^\circ$ (jestli $P^{MLD} \delta M_s(60 ps) / M > 0$), nebo $(222 \pm 3)^\circ$ (pokud $P^{MLD} \delta M_s(60 ps) / M < 0$). Jelikož krystalografický směr [100], od které úhel φ odečítáme, leží ve směru jedné z diagonál ve vzorku CuMnAs, nachází se snadná osa magnetizace podél jedné z hran vzorku.

Pro úplnost je vhodné říci, že existuje také možnost, že námi naměřený MO signál není způsoben demagnetizací, ale laserovými pulsy vyvolanou rychlou reorientací magnetizace, jak bylo popsáno v kapitole 4.2 [31]. V tomto případě by data uvedená v obr. 8.3b bylo nutné fitovat druhým členem ve vztahu (3.12) a následně by tato analýza vedla k závěru, že se snadná osa nachází ve směru jedné z diagonál ve vzorku. V současné době ale nemáme žádné indicie, že by se ve studovaném vzorku projevoval jev popsáný v [31] (například zcela chybí oscilační

část MO signálu - viz. obr. 4.2), a proto se zatím kloníme k jednodušší interpretaci námi naměřeného MO signálu pomocí demagnetizace.

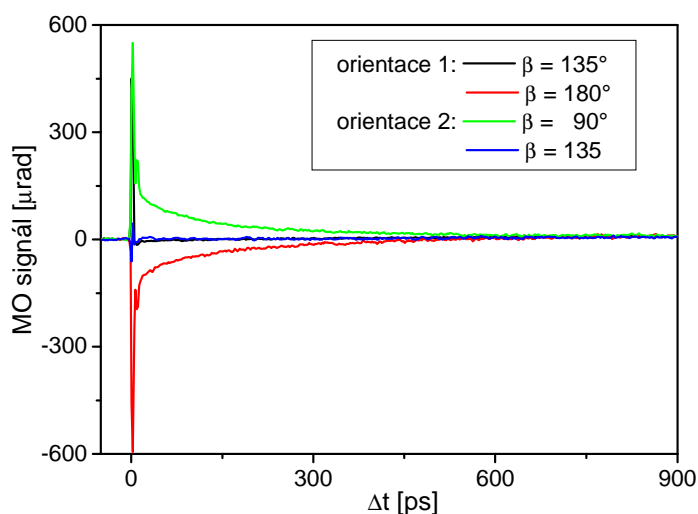
V obr. 8.3c se nachází závislost diferenciální transmise na časovém zpoždění měřená současně s MO signálem. Vidíme, že tvar ani velikost diferenciální transmise na orientaci polarizace sondovacího svazku nezávisí.



Obr. 8.3: Závislost magnetooptického signálu a diferenciální transmise na časovém zpoždění. V části (a) je závislost magnetooptického signálu na časovém zpoždění změřená pro různé orientace lineární polarizace sondovacího svazku β (ε v dané orientaci vzorku dostaneme vztahem $\varepsilon = \beta - 135^\circ$). V části (b) se nachází závislost magnetooptického signálu pro $\Delta t = 60$ ps na úhlu β (data - černé body, proložení funkcí (8.3) - červená křivka). V části (c) je závislost diferenciální transmise na časovém zpoždění změřená pro různé orientace sondovacího svazku. Vzorek Mn756 (10 nm), vlnová délka 756 nm, plošná hustota energie excitačního svazku cca 3 mJ/cm^2 , teplota 15 K.

Abychom se ujistili, že jsou MO data uvedená v obr. 8.3 skutečně spojená s orientací magnetických momentů ve zkoumaném vzorku, tj. že nejde o experimentální artefakt (ať už by šlo o nějak poškozený vzorek, nebo o signál pocházející ze samotné měřicí aparatury), umístili jsme do kryostatu totožný vzorek

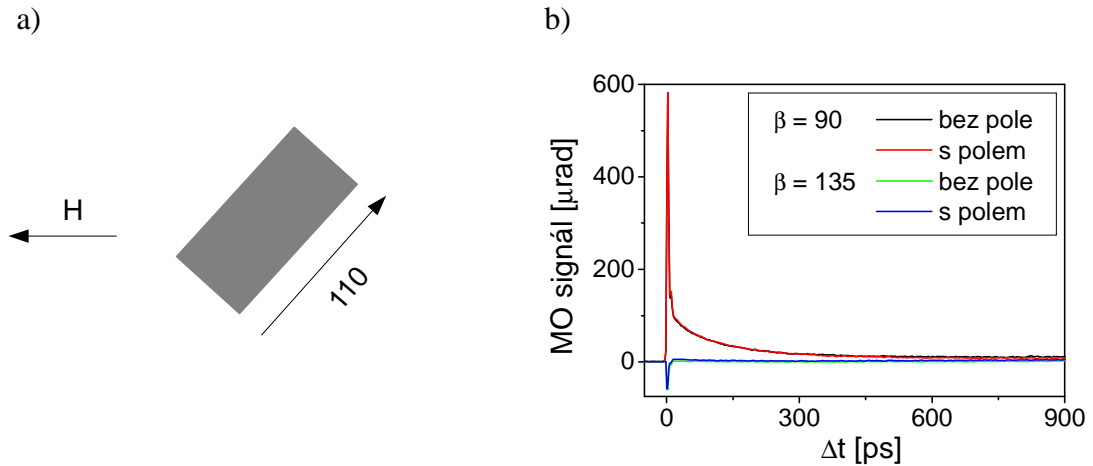
(taktéž Mn756, ale jiný kus) ve stejné poloze, ve které proběhly pokusy spojené s obr. 8.3, a dále jsme změnil polohu původního vzorku o 45° . Výsledek pokusu se nalézá na obr. 8.4. Vidíme, že je charakter křivek získaných na novém Mn756 (orientace 1) pro $\beta = 135^\circ$ a $\beta = 180^\circ$ stejný jako u původního vzorku Mn756 pro stejné úhly - viz obr. 8.3a. Proto můžeme konstatovat, že získaná MO data nesouvisí pouze s jedním konkrétním kusem studovaného vzorku, nýbrž jsou spojena s vlastnostmi všech vzorků Mn756. Při změně orientace vzorku Mn756 uvnitř kryostatu se závislost MO signálu na úhlu β nezmění (viz. orientace 2 v 8.4 a obr. 8.3a), což jasně prokazuje, že měřený MO signál souvisí se studovaným vzorkem a nikoli s měřicí aparaturou. V opačném případě by totiž měla data stejný charakter pro stejné úhly ε (popisující pouze orientaci polarizace sondovacího svazku vzhledem k laboratorní soustavě) a nikoli pro stejné úhly β (popisující orientaci polarizace sondovacího svazku vzhledem ke krystalografickému směru $[100]$ substrátu, na kterém se vzorek nachází).



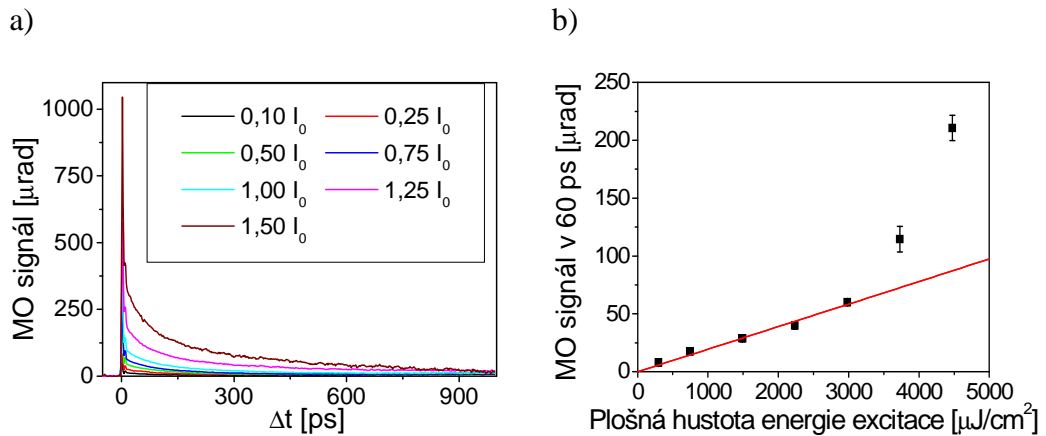
Obr. 8.4: Závislost magnetooptického signálu na časovém zpoždění při různých polohách vzorku. Měřeny byly dva totožné vzorky upevněné v kryostatu pod odlišným úhlem (rozdíl 45°). Pro určení sklonu polarizace světla v laboratorní soustavě souřadné pro orientaci 1 platí vztah $\varepsilon = \beta - 135$, pro orientaci 2 platí $\varepsilon = \beta - 90$. Vzorek Mn756 (10 nm), vlnová délka 820 nm, plošná hustota energie excitačního svazku cca 3 mJ/cm^2 , teplota 15 K.

Na antiferomagnetu by magnetické pole (pokud není velmi silné) nemělo mít žádný vliv. To jsme si ověřili při měření na nízké teplotě (12 K), kdy jsme v rovině vzorku Mn756 pod úhlem 180° vzhledem k krystalografickému směru $[100]$ přikládali magnetické pole o velikosti 500 mT (viz 8.5a). Jak je patrné z obr. 8.5b,

nepozorovali jsme v MO signálu žádné změny v porovnání se situací při 0 mT. Experiment jsme opakovali při teplotě blízké předpokládané Néelově teplotě (325 K, viz dále). Domnívali jsme se totiž, že v takovém případě bude snadnější změnit orientaci magnetických momentů. Pole však ani tehdy nemělo na měřený signál žádný vliv.



Obr. 8.5: Vliv pole přiloženého k vzorku (a) na závislost MO signálu na časovém zpoždění pro různé orientace lineární polarizace sondovacího svazku (b). Vzorek Mn756 (10 nm), pole 500 mT, vlnová délka 820 nm, plošná hustota energie excitačního svazku cca 3 mJ/cm^2 , teplota 15 K.

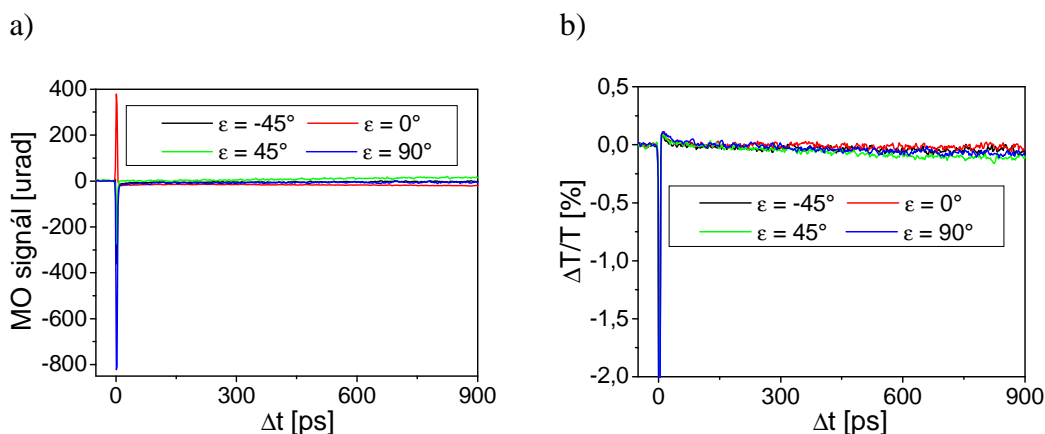


Obr. 8.6: Vliv velikosti excitace na velikost MO signálu v 10nm tlustém vzorku CuMnAs. V části (a) se nachází závislost MO signálu na časovém zpoždění pro různé plošné hustoty energie excitačního svazku. V části (b) je vyneseno MO signál v 60 ps v závislosti na plošné hustotě energie excitačního svazku (černé body) proložený přímkou $y = 0,019x$ (červená čára). Vzorek Mn756 (10 nm), referenční plošná hustota energie excitace I_0 cca 3 mJ/cm^2 , vlnová délka 820 nm, teplota 15 K.

V rámci hledání optimálních podmínek experimentu jsme změřili, jak závisí velikost signálu na plošné hustotě energie excitačního pulsu - v obr. 8.6a se nachází

závislost MO signálu na časovém zpoždění pro jednotlivé velikosti excitace, v obr. 8.6b jsou odečty jednotlivých křivek z obr. 8.6a v 60 ps. V obr. 8.6a pozorujeme očekávaný nárůst signálu. Ten má ale podle obr 8.6b poměrně komplikovaný průběh. Do 3 mJ/cm^2 roste lineárně, což lze popsat přímkou $y = Ax$, kde $A = (0,019 \pm 0,001) \text{ } \mu\text{rad} \cdot \text{cm}^2/\mu\text{J}$. Poté se však signál prudce zvyšuje.

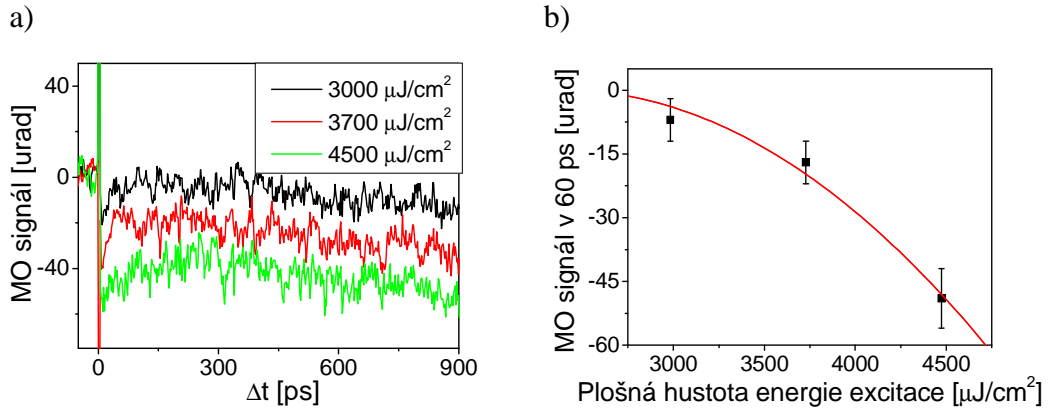
V komentáři věnovaném obr. 8.4 jsme vyloučili, že by za pozorované MO signály mohla některá část experimentálního uspořádání. To ale nevylučuje, že by za podobné chování nemohl být odpovědný substrát a ne vlastní vzorek CuMnAs. Obdobná věc platí pro obr. 8.6. Proto jsme museli provést kontrolní měření na substrátu GaP. Závislost MO signálu na časovém zpoždění pro různé úhly se nalézají v obr 8.7a (jelikož nám u konkrétního kusu GaP nebyly známy směry krystalografických rovin, popisujeme jednotlivé křivky pouze pomocí úhlu ε). Žádný významný MO signál tu při námi nejčastěji používané excitační intenzitě 3 mJ/cm^2 nepozorujeme. V obr. 8.7b se nachází odpovídající závislost diferenciální transmise na časovém zpoždění.



Obr. 8.7: Závislost magnetooptického signálu (část (a)), resp. diferenciální transmise (část (b)) substrátu GaP na časovém zpoždění pro různé orientace lineární polarizace sondovacího svazku. Vlnová délka 820 nm, plošná hustota energie excitačního svazku cca 3 mJ/cm^2 , teplota 15 K.

Při zvýšení plošné hustoty energie excitace nad 3 mJ/cm^2 dochází k poměrně rychlému nárůstu MO signálu, jak je patrné z obr. 8.8a, kde je znázorněna závislost MO signálu na časovém zpoždění, a z obr. 8.8b, ve kterém je vyneseno pro jednotlivé křivky z obr. 8.6a v 60 ps odečtený MO signál. Zvyšování MO signálu v závislosti na plošné hustotě energie excitace lze nejlépe popsat polynomem druhého stupně $y = A(x-B)^2$, kde $A = (-10 \pm 4) \cdot 10^{-6} \text{ } \mu\text{rad} \cdot \text{cm}^2/\mu\text{J}$, $B = (2400 \pm 300) \text{ } \mu\text{J/cm}^2$ (čísla

určena fitováním dat z obr. 8.6b). Předpokládáme, že pro excitační energie přesahující $\approx 3.5 \text{ mJ/cm}^2$ se v substrátu GaP začne projevovat dvoufotonová absorpce. Na základě obr. 8.6b a obr. 8.8b můžeme prohlásit, že pro experimenty s CuMnAs (tlustým 10 nm a vypěstovaným na GaP) činí ideální plošná hustota energie excitačního svazku cca 3 mJ/cm^2 - pro nižší energie je měřený MO signál slabší, pro vyšší se začnou projevovat vlastnosti substrátu.

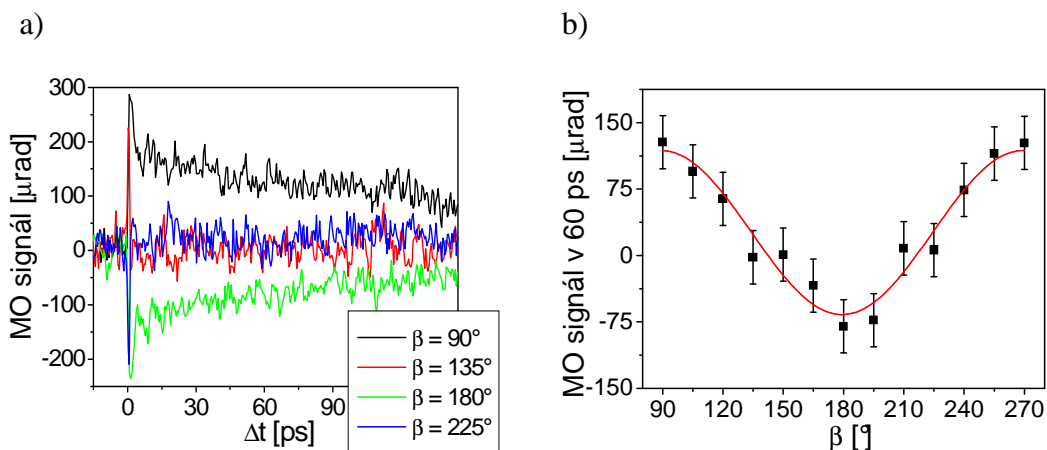


Obr. 8.8: Vliv velikosti excitace na velikost MO signálu v substrátu GaP. V části (a) je znázorněna závislost magnetooptického signálu substrátu GaP na časovém zpoždění pro různé plošné hustoty energie excitačního svazku. V části (b) jsou vyneseny (a následně červeně proloženy polynomem $y = -1 \cdot 10^{-5}(x-2400)^2$) hodnoty magnetooptického signálu v 60 ps v závislosti na plošné hustotě energie excitace. Vlnová délka 820 nm, teplota 15 K.

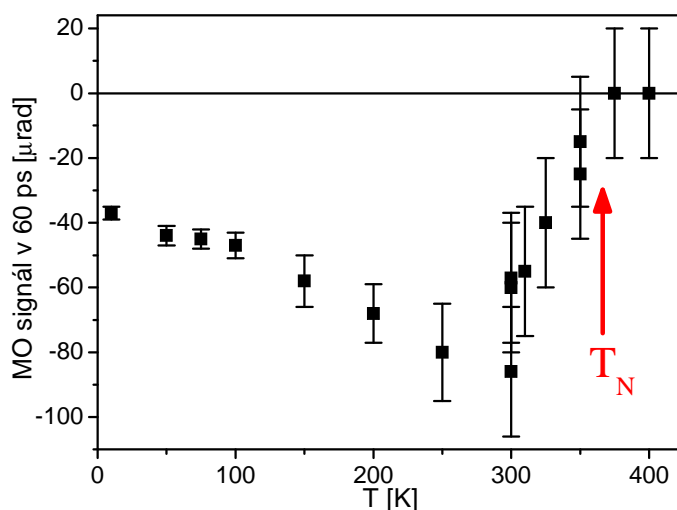
Ve snaze zjistit, zda charakter polarizační závislosti (a tedy i magnetická anizotropie) u 10 nm vzorku CuMnAs zůstává stejný i pro vyšší teploty, jsme změřili MO signál při 300 K. V porovnání s předchozími nízkoteplotními experimenty byl pozorován nejen větší šum, ale i větší signál (viz obr. 8.3 a obr. 8.9). Ze srovnání obrázků vidíme, že jsme v obou případech naměřili maximální kladný, nulový i maximální záporný signál pro stejné úhly β . Z fitování dat v obr. 8.9b na funkci (8.3) dostáváme velikost členu $\left| 2 \frac{P^{MLD}}{M} \delta M_s(60 \text{ ps}) \right|$ jako $(93 \pm 7) \text{ } \mu\text{rad}$, pro D platí $D = (26 \pm 5) \text{ } \mu\text{rad}$. Úhel φ činí $(134 \pm 3)^\circ$ (pokud $P^{MLD} \delta M_s(60 \text{ ps})/M > 0$), nebo $(224 \pm 3)^\circ$ (pokud $P^{MLD} \delta M_s(60 \text{ ps})/M < 0$), což je v rámci chyby měření stejná hodnota jako při nízké teplotě.

Pro podrobnější prozkoumání teplotní závislosti MO signálu jsme pro jednu pevně zvolenou orientaci polarizace sondovacího svazku prováděli měření od $T = 15 \text{ K}$ až do $T = 400 \text{ K}$. Výsledek experimentu se nachází v obr. 8.10. Vidíme, že

signál roste (v absolutní hodnotě) až do 300 K, poté začne relativně prudce padat, aby se kolem 350 K dostal na nulu. Tuto skutečnost interpretujeme jako naprosté rozrušení antiferomagnetismu v látce, tedy 350 K odhadujeme jako spodní mez Néelovy teploty. O spodní mezi mluvíme kvůli tomu, že aktuální teplota vzorku je dána nejen teplotou v kryostatu, ale také zahřátím způsobeným absorpcí laserového pulsu, jehož přesnou velikost zatím bohužel nejsme schopni určit.

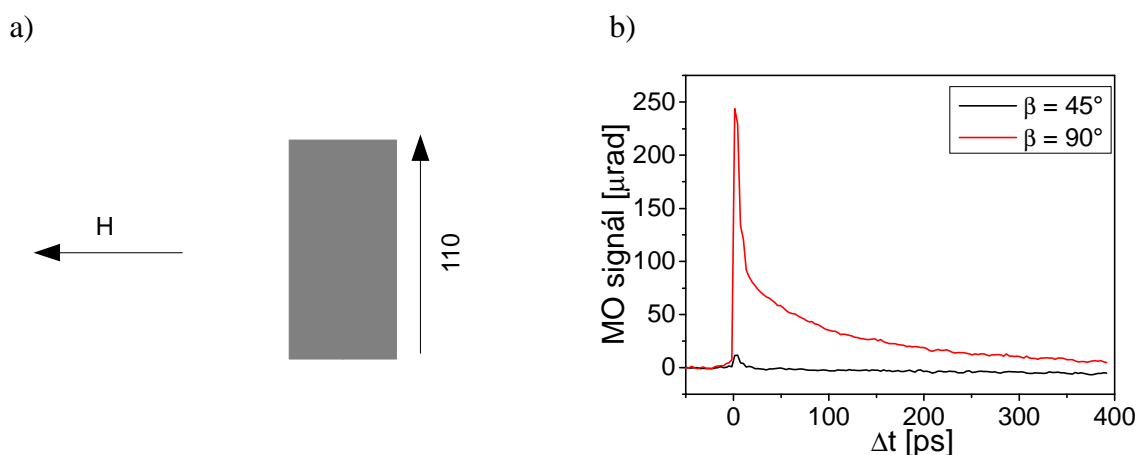


Obr. 8.9: Závislost magnetooptického signálu na časovém zpoždění pro různé orientace lineární polarizace sondovacího svazku při 300 K (část (a)). V části (b) je závislost velikosti MO signálu odečteného v 60 ps na orientaci lineární polarizace sondovacího svazku (data - černé body, proložení funkcí (8.3) - červená křivka). Vzorek Mn756 (10 nm), vlnová délka 820 nm, energie excitačního svazku cca 3 mJ/cm^2 .



Obr. 8.10: Teplotní závislost magnetooptického signálu (odečteného v 60 ps) měřeného na vzorku Mn756 (10 nm). Z obrázku je patrné, že Néelova teplota činí minimálně 350 K. Vlnová délka 820 nm, plošná hustota energie excitačního svazku 3 mJ/cm^2 , $\beta = 180^\circ$.

Aby se nějaká látka s magnetickým uspořádáním mohla uplatnit jako záznamové medium, musí u ní být možné nejen čtení uložených dat, ale i jejich zápis. V experimentech popsanych v předchozím textu jsme se snažili nalézt polohu snadné osy magnetických momentů. Z hlediska záznamu informace je ale nutné mít možnost tuto polohu snadné osy změnit. Jak jsme již naznačili v úvodu této práce, u kompenzovaných antiferomagnetů se to kvůli jejich nulovému magnetickému momentu provádí mnohem obtížněji než u feromagnetů. Už bylo uvedeno, že když jsme k různě orientovanému vzorku Mn756 přikládali za nízké teploty (kolem 15 K) magnetické pole o velikosti 500 mT (což je maximální pole, které mohl námi používaný elektromagnet vygenerovat), nepozorovali jsme v měřených datech v porovnání se situací při 0 mT žádné změny. Proto jsme se rozhodli ohřát vzorek Mn756 umístěný v kryostatu ve třech různých orientacích (aby spolu orientace magnetických momentů a magnetické pole svíraly různé úhly) nad Néelovu teplotu, konkrétně na 500 K. Posléze jsme zapnuli pole s nadějí, že dokáže v nyní paramagnetické látce uspořádat vektory magnetizace jednotlivých atomů do jiného směru. Při ochlazení (se stále zapnutým polem) zpět na nízkou teplotu by se pak mohla nová orientace magnetických momentů zachovat. Nic takového jsme ale nepozorovali, jak je pro ilustraci uvedeno pro jedno natočení vzorku v obr. 8.11.

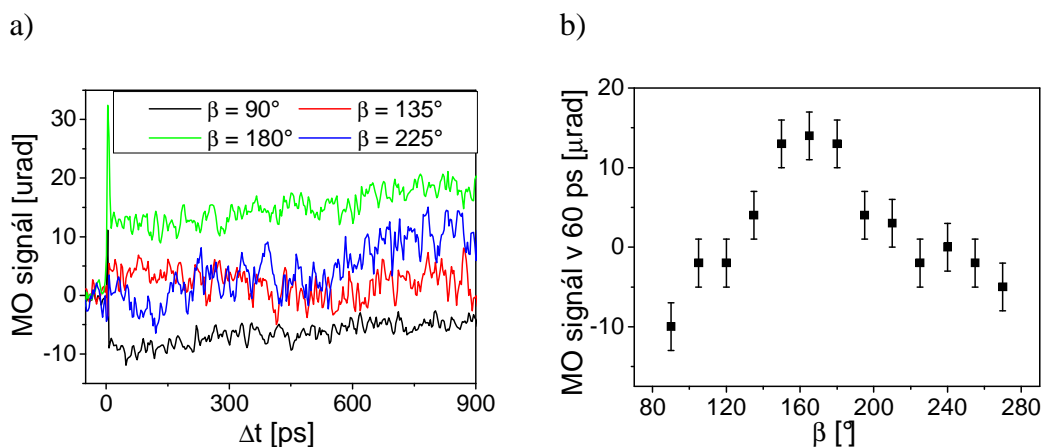


Obr. 8.11: Vliv pole na vzorek chladnoucí z 500 K na cca 40 K. V části (b) se nachází data změřená pro tu ze tří orientací vzorku, při níž platilo $[110] \perp H$ (viz. část (a)); další orientace se od této lišily o 45° a 90°). Pro ostatní orientace vzorku byly výsledky obdobné. Vzorek Mn756 (10 nm), vlnová délka 820 nm, plošná hustota energie excitačního svazku cca 3 mJ/cm^2 .

Doposud popsaná měření byla prováděna na vzorcích tlustých 10 nm. Nyní se krátce zaměříme na vzorky s větší tloušťkou. Obr. 8.12 se věnuje 46 nm vzorku (Mn752). V obr. 8.12a se nalézá závislost MO signálu na časovém zpoždění pro různé orientace polarizační roviny sondovacího svazku. MO signál je v porovnání s obdobnými experimenty na 10 nm vzorku poměrně slabý, jeho tvar navíc ovlivňují experimentální artefakty. Nemá proto smysl body v obr. 8.12b, které znázorňují odečet signálu z obr. 8.12a v 60 ps, prokládat jakoukoli křivkou.

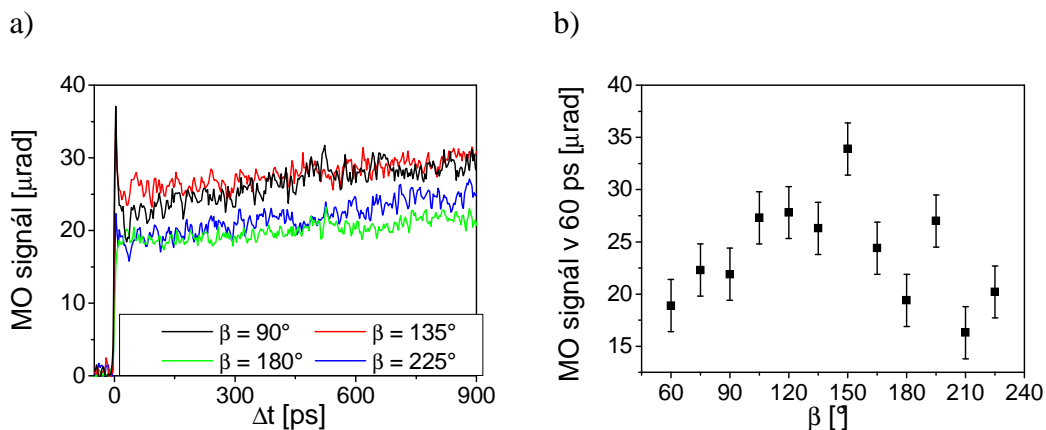
Totožný experiment byl proveden i na 138 nm vzorku (Mn754). V obr. 8.13a pozorujeme relativně velký (v porovnání s šumem) signál, který ale na orientaci lineární polarizace sondovacího svazku téměř nezávisí, což je nejlépe patrné z obr. 8.13b.

Efekty naměřené v těchto dvou tlustších vzorcích je principiálně možné vysvětlit existencí různě orientovaných domén ve vzorku, jejichž velikost by byla srovnatelná nebo menší než velikost laserového svazku na vzorku (průměr svazku je 21 μm ve smyslu FWHM³). Další možností je změna magnetické anizotropie vzorku (např. z *in-plane* na *out-of-plane*) při změně tloušťky vrstvy CuMnAs. Pro potvrzení těchto hypotéz ale bude potřeba provést ještě dodatečná měření na různě tlustých vzorcích CuMnAs.



Obr. 8.12: Závislost magnetooptického signálu na časovém zpoždění pro vzorek tlustý 46 nm. V části (a) je závislost magnetooptického signálu na časovém zpoždění pro různé orientace lineární polarizace sondovacího svazku. V části (b) se nachází závislost magnetooptického signálu odečteného v 60 ps na orientaci polarizace světla. Vzorek 752 (46 nm), vlnová délka 820 nm, plošná hustota energie excitačního svazku cca 3 mJ/cm^2 , teplota 15 K.

³ full width at half maximum



Obr. 8.13: Závislost magnetooptického signálu na časovém zpoždění pro vzorek tlustý 138 nm. V části (a) je závislost magnetooptického signálu na časovém zpoždění pro různé orientace lineární polarizace sondovacího svazku. V části (b) se nachází závislost magnetooptického signálu odečteného v 60 ps na orientaci polarizace světla. Vzorek Mn754 (138 nm), vlnová délka 820 nm, plošná hustota energie excitačního svazku cca 3 mJ/cm², teplota 15 K.

9. Určení statického magnetooptického koeficientu

V předchozí kapitole jsme ukázali, že jsme schopni v 10 nm vzorku CuMnAs naměřit dynamický magnetooptický signál, který je vyvolán dopadem excitačního pulsu na vzorek. Tato námi měřená *změna* MO signálu navíc harmonicky závisí na orientaci lineární polarizace sondovacího svazku. To jasně ukazuje, že studovaný vzorek musí vykazovat také statický MO signál, který interpretujeme jako magnetický lineární dichroismus (MLD). Pro úplnou analýzu námi naměřených dynamických MO dat je potřeba znát velikost a znaménko příslušného MO koeficientu P^{MLD} pro danou vlnovou délku [27]. Kromě interpretace našich dat by případná znalost spektrální závislosti MO koeficientu (viz. vztah (3.8)) mohla poskytnout i velice užitečné informace o pásové struktuře CuMnAs. Nicméně, jak ukážeme v této kapitole, je určení koeficientu P^{MLD} v tomto antiferomagnetickém materiálu značně netriviální úloha, protože je velice složité oddělit studovaný MO signál od různých experimentálních artefaktů, které také přispívají k experimentálně měřeným stočením lineární polarizace.

Měření MO koeficientů ve feromagnetech je v současné době velice dobře zvládnutá problematika [20]. Chceme-li u feromagnetického materiálu změřit například polární Kerrův jev (PKE), využíváme běžně k odlišení magnetooptického od nemagnetického signálu skutečnosti, že při převrácení směru magnetizace pomocí externího magnetického pole zůstane stočení lineární polarizace v absolutní hodnotě stejné, změní se mu ale znaménko [20]. Měříme-li ale například MLD, signál nemagnetického původu takto jednoduše už neoddělíme. Jak již bylo uvedeno v kapitole 3, MLD na magnetizaci nezávisí lineárně jako PKE, nýbrž kvadraticky. Nicméně i v tomto případě je možné oddělit od sebe signál od MLD a signál způsobený nemagnetickými příspěvky - jako nejvýhodnější se ukazuje využití magnetickým polem kontrolované změny orientace magnetizace ve vzorku [25]. U antiferomagnetik se ale objevuje další komplikace spojená s necitlivostí orientace magnetických momentů ve vzorku na přikládání vnější magnetické pole. V případě námi studovaného CuMnAs se nám díky metodě excitace a sondování podařilo zjistit, že se snadná osa v tomto vzorku pravděpodobně nachází podél hrany vzorku. Neznalost znaménka MO koeficientu P^{MLD} nám však znemožňuje určit, jestli je

snadná osa ve vzorku ve směru [110] nebo [-110] (směry jsou spojené se substrátem GaP).

Při určování magnetooptického koeficientu jsme nemohli přímo využít definiční vztah pro MLD (3.5), protože jeho aplikace vyžaduje znalost polohy magnetizace (resp. v našem případě, kdy pracujeme s antiferomagnetikem, orientace magnetických momentů). Proto jsme změřili závislost intenzity prošlého světla na úhlu β s tím, že získané hodnoty nafitujeme vztahem [43]

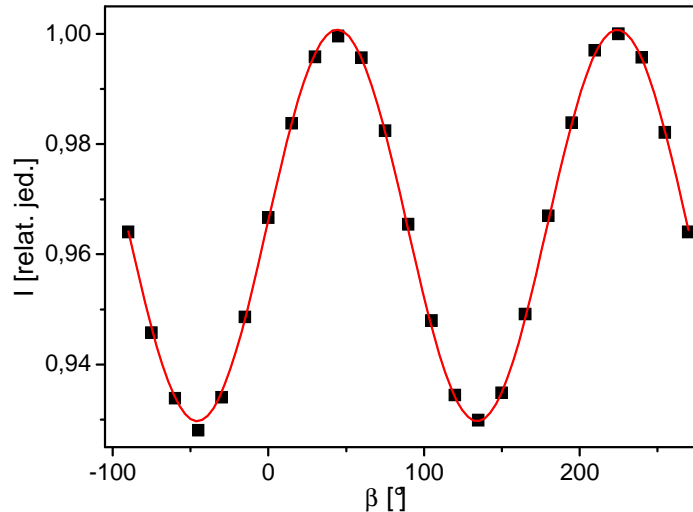
$$I(\beta, I_T^\perp, I_T^\parallel) = (I_T^\parallel - I_T^\perp) \cos^2(\varphi - \beta) + I_T^\perp \quad (9.1)$$

kde I_T^\parallel (resp. I_T^\perp) je intenzita lineárně polarizovaného světla, jehož polarizace je rovnoběžná s orientací magnetických momentů (resp. kolmá na ni).

Data byla měřena při jednosvazkovém experimentu, přičemž experimentální uspořádání nebylo třeba (s výjimkou zablokování excitačního svazku) nijak měnit. Nejprve se změřil součtový signál z optického můstku, který popisuje množství světla propuštěného vzorkem, za situace, kdy sondovací⁴ svazek s různě natočenou rovinou lineární polarizace procházel vzorkem. Následně jsme měření opakovali s tím rozdílem, že jsme vertikálně o trochu posunuli vzorek tak, aby skrz něj již svazek neprocházel. Takto získané série dat jsme podělili (průchod skrz vzorek/průchod mimo vzorek), přičemž výsledek se nachází na obr. 9.1. Výše popsaným způsobem jsme se snažili odstranit experimentální artefakty spojené kupříkladu s dvojlomem v okénkách kryostatu.

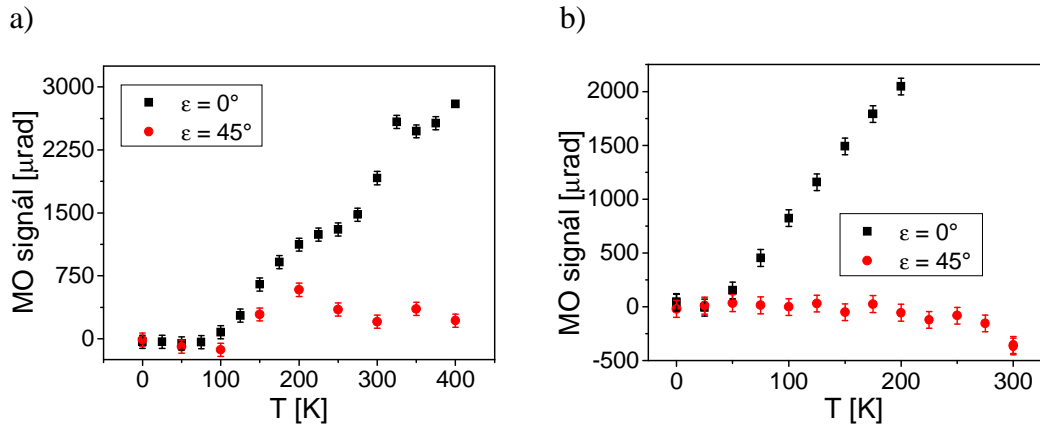
Data v obr. 9.1 jsme nafitovali vztahem (9.1). Jelikož neznáme polohu magnetických momentů, nemůžeme určit, zda maxima v obr. 9.1 odpovídají I_T^\parallel nebo I_T^\perp . Platí buďto $I_T^\perp = (0,930 \pm 0,003)$ rel. jed., $I_T^\parallel = (1,000 \pm 0,003)$ rel. jed., $\varphi = (224 \pm 3)^\circ$, nebo $I_T^\perp = (1,000 \pm 0,003)$ rel. jed., $I_T^\parallel = (0,930 \pm 0,003)$ rel. jed., $\varphi = (134 \pm 3)^\circ$. Pomocí těchto hodnot a vzorců (3.5) a (3.8) jsme určili možné hodnoty P^{MLD} . Pro $\varphi = 134^\circ$ vychází $P^{MLD} = (-18 \pm 2)$ mrad, pro $\varphi = 224^\circ$ je $P^{MLD} = (18 \pm 2)$ mrad.

⁴ Používáme totožné označení jako v předchozích kapitolách pouze kvůli kompatibilitě s obr. 6.1, na němž se nachází nákres experimentálního uspořádání; v popisovaném experimentu je samozřejmě přítomen pouze jeden laserový svazek.



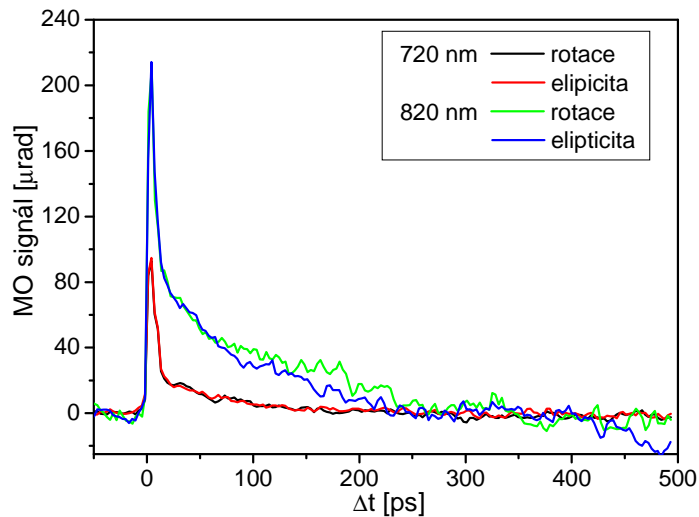
Obr. 9.1: Měření MLD přímou metodou- závislost normované intenzity na stočení lineární polarizace světla. Změřená data byla nafitována (červená čára) na funkci $f = 0,071 \cos^2(224 - \beta) + 0,930$. Vzorek Mn756 (10 nm), vlnová délka 820 nm, teplota 15 K.

Abychom si ověřili smysluplnost tímto způsobem určené hodnoty P^{MLD} , která je překvapivě velká, pokusili jsme se ji změřit též pomocí tzv. „temperature-corrected“ metody [25], kdy se sleduje rozvažování optického můstku vlivem ohřátí vzorku nad kritickou teplotu magnetického uspořádání (viz. kapitola 6.5). Na obr. 9.2 se nachází MO signál (oproti všem ostatním obrázkům v práci se tu jedná o statický MO signál) pro dvě různé orientace roviny polarizace lineárně polarizovaného sondovacího svazku v závislosti na teplotě. Části (a) a (b) se liší otočením vzorku (a tudíž i magnetických momentů) o 45° . Vidíme, že je charakter dat pro danou orientaci roviny polarizace světla v obou obrázcích stejný - v obou případech se s teplotou více mění signál naměřený pro $\varepsilon = 0^\circ$, zatímco signál naměřený pro $\varepsilon = 45^\circ$ je podstatně méně teplotně závislý. To znamená, že experimentální artefakty (například mechanickým napětím vyvolaná optická anizotropie okének kryostatu) musely převážít nad slabším MO signálem. I s magnetismem nesouvisející signál, který se pohybuje v řádu jednotek mrad, má však podstatně menší velikost než údajný MO signál z přímé metody, který se pohyboval kolem 18 mrad. Proto je vidět, že také určení P^{MLD} přímou metodou ve skutečnosti nedává smysluplné výsledky (tj. experimentální artefakty jsou zde podstatně větší než měřený MO jev).

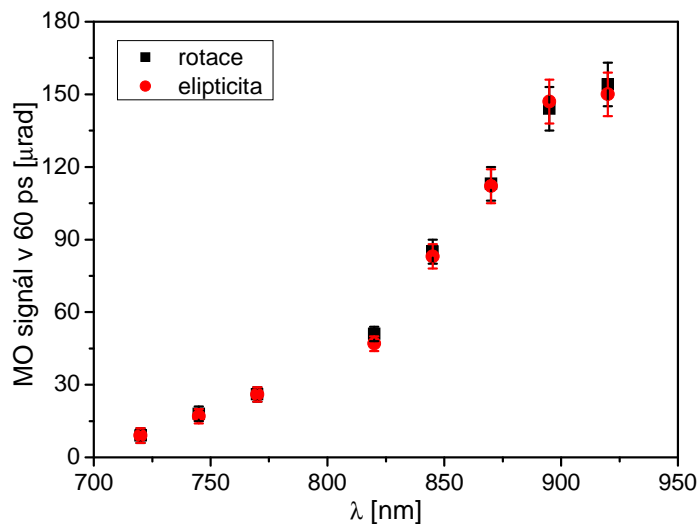


Obr. 9.2: Rozvažování optického můstku vlivem změny teploty vzorku pro dvě různé orientace roviny polarizace lineárně polarizovaného světla. Obrázky (a) a (b) byly naměřeny při orientaci vzorku Mn756 lišící se o 45° . Vlnová délka 820 nm.

Výše uvedené experimenty ukázaly, že nám známými metodami [25] nejsme v současné době schopni v tomto antiferomagnetickém materiálu změřit ani absolutní velikost, ani znaménko P^{MLD} . Proto jsme se rozhodli získat prostřednictvím metody excitace a sondování alespoň informaci o tom, jak se mění *relativní* velikost P^{MLD} v závislosti na vlnové délce. Základní myšlenkou za tímto experimentem byl předpoklad, že díky poměrně ploché spektrální závislosti absorpčního koeficientu v CuMnAs (viz. obr. 8.2) dojde při změně vlnové délky excitačních laserových pulsů ve studovaném vzorku k obdobné demagnetizaci. Pokud se tedy velikost MO signálu naměřeného sondovacími pulsy bude měnit s vlnovou délkou laserových pulsů, bude to vyvolané zejména spektrální závislostí P^{MLD} - viz. vztah (3.12). Při té příležitosti bylo provedeno i měření elipticity, abychom ověřili, že získávaná data mají původ v magnetické a ne v optické odezvě zkoumané látky (viz. kapitola 6.4). Na obr. 9.3 se nalézá závislost MO signálu na časovém zpoždění pro rotaci i elipticitu pro dvě vlnové délky. V obr. 9.4 se pak nachází velikost MO signálu v 60 ps pro rotaci i elipticitu pro všechny měřené vlnové délky. Z obrázků vidíme, že obě veličiny mají překvapivě stejnou velikost a stejný tvar spektrální závislosti v celém studovaném spektrálním oboru. V současné době nám není jasné, jestli je to opravdu vlastnost tohoto vzorku CuMnAs, nebo jestli jsou tato měření nějakým způsobem zkruslená.



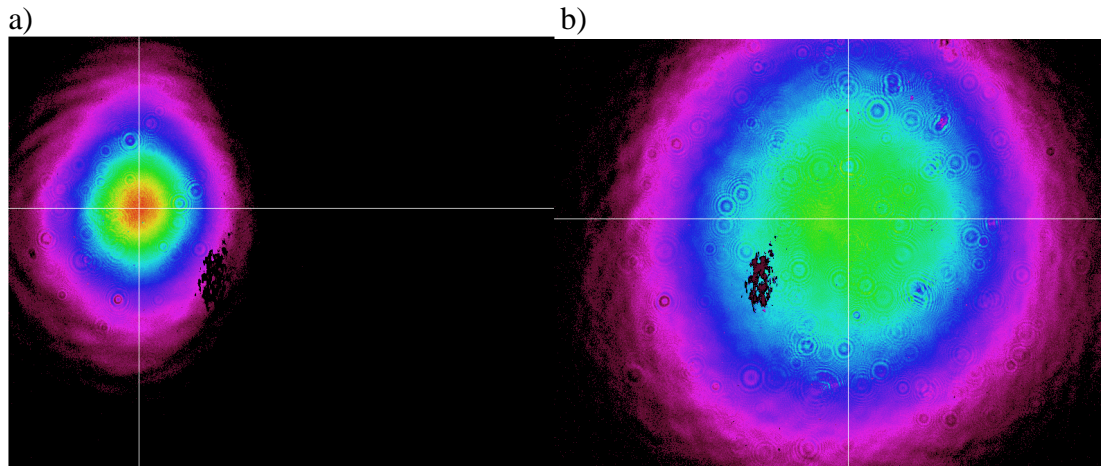
Obr. 9.3: Srovnání rotace a elipticity v závislosti MO signálu na časovém zpoždění pro dvě vlnové délky. Vzorek Mn756 (10 nm), vlnová délka 820 nm, plošná hustota energie excitačního svazku cca 3 mJ/cm², teplota 15 K.



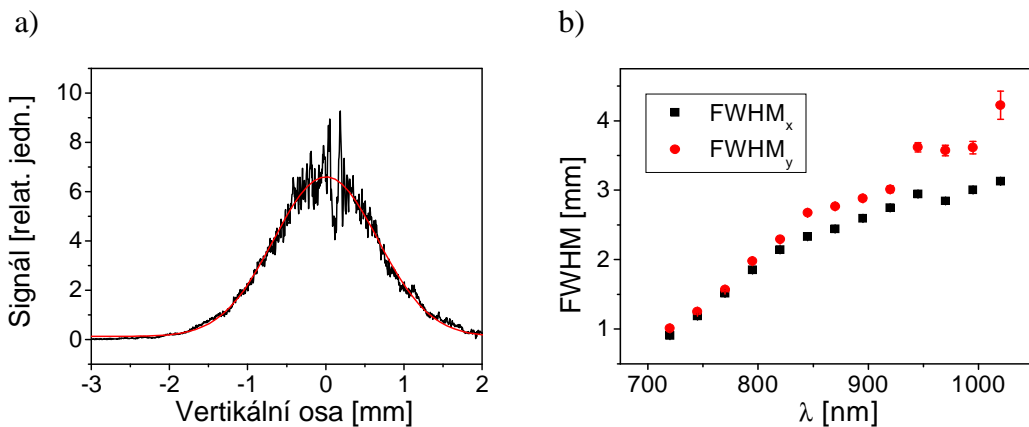
Obr. 9.4: Srovnání hodnot rotace a elipticity odečtených v 60 ps závislosti MO signálu na časovém zpoždění pro různé vlnové délky. Vzorek Mn756, plošná hustota energie excitačního svazku cca 3 mJ/cm², teplota 15 K.

Obrázek 9.4 ale neodráží pouze hledanou spektrální závislost MO koeficientu P^{MLD} . Při měření jsme totiž zjistili, že se průměr laserového svazku (měřený před čočkou fokusující světlo na vzorek) s rostoucí vlnovou délkou zvětšuje (viz obr. 9.5), a tedy se velikost stopy excitačního svazku soustředěného čočkou na vzorek s rostoucí vlnovou délkou zmenšuje (vlivem transformace gaussovského svazku čočkou). Nafitováním gaussovské funkce na příčné řezy naměřených profilů svazku

(obr. 9.6a) jsme získali příslušné pološířky (ve smyslu FWHM) jak pro horizontální (index x), tak vertikální osu (index y)- viz obr. 9.6b.



Obr. 9.5: Profil intenzity excitačního svazku pro 720 nm (a) a 920 nm (b). Z obrázku je patrné rozšíření svazku při změně vlnové délky. Černou skvrna uprostřed obrázků tvoří vypálené pixely. Měření probíhalo těsně před čočkou fokusující svazek na vzorek.

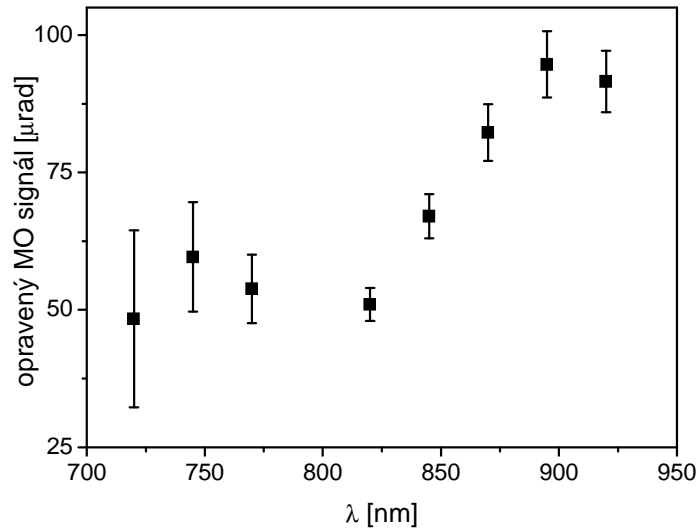


Obr 9.6: Určení pološířky laserového svazku. V části (a) se pro ilustraci nachází vertikální řez profilu excitačního svazku na vlnové délce 770 nm (černá čára) spolu s fitem Gaussovou funkcí (červená čára). V části (b) je uvedena závislost FWHM (jak pro osu horizontální- index x, tak pro osu vertikální- index y) na vlnové délce.

Pro určení správné závislosti MO signálu (myšleno rotace) na vlnové délce je tedy nutné data uvedená v obr. 9.4 korigovat předpisem

$$MO_{opravený} = MO \frac{S_{ref}}{S} \tag{9.2}$$

Plochu S jsme pro danou vlnovou délku vždy vypočítali jako $FWHM_x \cdot FWHM_y$. Jako referenční plocha S_{ref} byla vzata plocha platná pro 820 nm. Výsledek se nachází na obr. 9.7.



Obr. 9.7- Spektrální závislost MO signálu (rotace) opravená o vliv různé velikosti stopy excitačního svazku pro různé vlnové délky. Původní (neopravená) MO data se nacházejí na obr. 9.4.

Shrnutí výsledků

V této práci jsme se zabývali zkoumáním magnetických vlastností tenkých epitaxních vrstev antiferomagnetického polokovu CuMnAs, přičemž jsme využívali experimentální časově rozlišené magnetooptické techniky, které byly v naší laboratoři v nedávné době optimalizované při studiu feromagnetického polovodiče GaMnAs.

Experimenty v reflexní geometrii se ukázaly být (alespoň pro vzorky, které jsme měli k dispozici) nevhodnými, protože detekované signály jsou velice slabé a navíc se zde projevují oscilace měřeného signálu vlivem šíření koherentních akustických fononů v substrátu vzorků. Naopak měření v transmisní geometrii přineslo velice zajímavé výsledky. V 10 nm tlusté vrstvě CuMnAs jsme pozorovali harmonickou závislost naměřeného dynamického magnetooptického signálu na orientaci lineární polarizace sondovacího laserového pulsu. Nejjednodušší (a tedy asi i nejpravděpodobnější) vysvětlení naměřených dat je, že tento film má uniaxiální magnetickou anizotropii v rovině vzorku, která vede k jeho magnetooptické aktivitě pomocí kvadratického magnetooptického jevu - tzv. magnetického lineárního dichroismu. Absorpce silného excitačního laserového pulsu vzorkem pak způsobí zahřátí vzorku a následně zmenšení jeho magnetooptické aktivity (stáčení roviny polarizace), přičemž tato změna je námi detekovaný dynamický magnetooptický signál. Naměřená data ukazují, že snadná osa magnetické anizotropie se v této epitaxní vrstvě nachází podél jedné ze dvou navzájem kolmých hran vzorku. Abychom mohli určit, podél které z nich konkrétně leží, museli bychom vědět, jaké znaménko má příslušný magnetooptický koeficient. V současné době ale neznáme žádnou metodu, kterou bychom mohli pro jeho věrohodné určení použít - v tomto kompenzovaném antiferomagnetu totiž není možné využít externího magnetického pole ke změně orientace magnetických momentů. Analýzou naměřených magnetooptických dat se nám dále podařilo určit spodní odhad Néelovy teploty a spektrální závislost magnetooptického koeficientu popisujícího velikost magnetického lineárního dichroismu ve zkoumaném vzorku. Při zvětšení tloušťky vrstvy CuMnAs jsme pozorovali podstatné zmenšení detekovaného magnetooptického signálu a ztrátu jeho harmonické závislosti na orientaci polarizace světla, což může být vysvětleno změnou magnetické anizotropie nebo tvorbou

malých domén při změně tloušťky vrstvy. Tato hypotéza musí být ale ještě potvrzena studiem dalších vzorků CuMnAs s jinými tloušťkami.

Výzkum antiferomagnetických materiálů je na našem pracovišti teprve v počátcích. Poznatky získané při realizaci této diplomové práce nicméně jasně ukazují značný potenciál časově rozlišených magnetooptických experimentů pro studium ultratenkých (tj. se submikronovými tloušťkami) antiferomagnetických filmů. Takto tenké filmy, které jsou technologicky velice zajímavé pro realizaci konceptu antiferomagnetické spintroniky, se totiž nedají studovat pomocí běžných metod využívaných pro studium antiferomagnetického uspořádání (jako je například neutronová difrakce). Proto také v současné době nejsme schopni konfrontovat námi vyvozené závěry s výsledky dosaženými jinými experimentálními metodami na studovaných vrstvách CuMnAs.

Literatura

- [1] P. Němec: *Cesta ke spinovému tranzistoru*, Sdělovací technika 6, 5-8 (2012).
- [2] A. Fert: *Vznik, vývoj a budoucnost spintroniky*, Československý časopis pro fyziku 1, 7-16 (2009).
- [3] H. Ch. Koo, J. H. Kwon, J. Eom, J. Chang, S. H. Han, M. Johnson: *Control of spin precession in a spin-injected field effect transistor*, Science 325, 1516-1518 (2009).
- [4] S. A. Wolf a kol.: *Spintronics: a spin-based electronics vision for the future*, Science 294, 1488-1495 (2001).
- [5] www.wikipedia.org k 15. 7. 2013.
- [6] A. B. Shick, S. Khmelevskiy, O. N. Mryasov, J. Wunderlich, T. Jungwirth: *Spin-orbit coupling induced anisotropy effects in bimetallic antiferromagnets: A route towards antiferromagnetic spintronics*, PRB 81, 212409 (2010).
- [7] T. Jungwirth a kol.: *Demonstration of molecular beam epitaxy and a semiconducting band structure for I-Mn-V compounds*, PRB 83, 035321 (2011).
- [8] R. J. Cava: *A useful pyramid scheme*, Physics 4, 7 (2011).
- [9] S. Blundell: *Magnetism in condensed matter*, Oxford University Press, Oxford, 2004.
- [10] Ch. Kittel: *Úvod do fyziky pevných látek*, Academia, Praha, 1985.
- [11] J. Klíma, B. Velický: *Kvantová mechanika II*, Karolinum, Praha, 1985.
- [12] T. Jungwirth a kol.: *Theory of ferromagnetic (III,Mn)V semiconductors*, Reviews of Modern Physics 78, 809-864 (2006).
- [13] A. H. MacDonald, P. Schiffer, N. Samarth: *Ferromagnetic semiconductors: moving beyond (Ga, Mn)As*, Nature Materials 4, 195 (2005).
- [14] M. I. Dyakonov: *Spintronics?*, arXiv:cond-mat/0401369v1.
- [15] J. M. D. Coey: *Magnetism and magnetic materials*, Cambridge University Press, New York, 2010.
- [16] L. Tauxe: *Essentials of Paleomagnetism*, University of California Press, 2010, k 10. 2. 2013 dostupné na <http://magician.ucsd.edu/essentials/>.
- [17] H. B. Callen: *Thermodynamics and an introduction to thermostatistic*, John Wiley and Sons, New York, 1985.

- [18] A. M. Kalashnikova, A. V. Kimel, R. V. Pisarev, V. N. Gridnev, P. A. Usachev, A. Kirilyuk, Th. Rasing: *Impulsive excitation of coherent magnons and phonons by subpicosecond laser pulses in the weak ferromagnet FeBO₃*, PRB 78, 104301 (2008).
- [19] A. K. Zvezdin, V. A. Kotov: *Modern Magneto-optics and Magnetic Materials*, Institute of Physics Publishing, Bristol, 1997.
- [20] J. Šubrt: *Studium feromagnetických polovodičů pomocí magnetooptických jevů*, diplomová práce, MFF UK, Praha, 2009.
- [21] F.A. Jenkins, H. E. White: *Fundamentals of Optics*, McGraw-Hill, 1957.
- [22] N. Tesařová: *Vplyv magnetického poľa na dynamiku spinu v polovodičoch*, diplomová práce, MFF UK, Praha, 2008.
- [23] A. V. Kimel, A. Kirilyuk, P. A. Usachev, R. V. Pisarev, A. M. Balbashov, Th. Rasing: *Ultrafast non-thermal control of magnetization by instantaneous photomagnetic pulses*, Nature 435, 655-657 (2005).
- [24] P. S. Pershan a kol.: *Magneto-Optical Effects*, J. Appl. Phys. 38, 1482 (1967).
- [25] N. Tesařová a kol.: *High Precision Magnetic Linear Dichroism Measurements in (Ga,Mn)As*, Review of scientific instruments 83, 123108 (2012).
- [26] T. Janda: *Dynamika spinové polarizace v polovodičích*, diplomová práce, MFF UK, Praha, 2012.
- [27] N. Tesařová, P. Němec, E. Rozkotává, J. Šubrt, H. Reichlová, D. Butkovičová, F. Trojánek, P. Malý, V. Novák, T. Jungwirth: *Direct measurement of the three-dimensional magnetization vector trajectory in GaMnAs by a magneto-optical pump-and-probe method: Supplementary material*, Applied Physics Letters 100, 102403 (2012).
- [28] E. Schmoranzarová: *Spin dynamics in GaAs-based semiconductor structures*, dizertační práce, MFF UK, Praha, 2012.
- [29] T. Kampfrath, A. Sell, G. Klatt, A. Pashkin, S. Mährlein, T. Dekorsy, M. Wolf, M. Fiebig, A. Leitenstorfer, R. Huber: *Coherent terahertz control of antiferromagnetic spin waves*, Nature photonics 5, 31 - 34 (2011).
- [30] A. Kirilyuk, A. V. Kimel. Th. Rasing: *Ultrafast optical manipulation of magnetic order*, Rev. Mod. Phys. 82, 2731-2784 (2010).
- [31] A. V. Kimel, A. Kirilyuk, A. Tsvetkov, R. V. Pisarev, Th. Rasing: *Laser-induced ultrafast spin reorientation in the antiferromagnet TmFeO₃*, Nature 429, 850-853 (2004).

- [32] J. Wang, C. Sun, Y. Hashimoto, J. Kono, G. A. Khodaparast, Ł. Cywiński, L. J. Sham, G. D. Sanders, C. J. Stanton, H. Munekata: *Ultrafast magneto-optics in ferromagnetic III-V semiconductors*, J. Phys.: Condens. Matter 18, R501- R530 (2006).
- [33] M. Takahara, H. Jinn, S. Wakabayashi, T. Moriyasu, T. Kohmoto: *Observation of coherent acoustic phonons and magnons in an antiferromagnet NiO*, PRB 86, 094301 (2012).
- [34] A. V. Kimel, B. A. Ivanov, R. V. Pisarev, P. A. Usachev, A. Kirilyuk, Th Rasing: *Inertia-driven spin switching in antiferromagnets*, Nature physics 5, 727-730 (2009).
- [35] J. Mündelein, H. U. Schuster: *Preparation and Crystal Structure of Compounds MnCuX (X = P, As, P_xAs_{1-x})*, Zeitschrift für Naturforschung B 47, 925-928 (1992).
- [36] Jungwirth a kol.: *Room-temperature antiferromagnetism in CuMnAs*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials 324, 1606-1612 (2012).
- [37] A. N. Nateprov, V. Ch. Kravtsov, V. Fritsch, H. von Löhneysen: *Structure and Properties of the Tetragonal Phase of MnCuAs*, Surface Engineering and Applied Chemistry, Vol. 37, No. 6, 540-543 (2011).
- [38] P. Wadley: ústní sdělení.
- [39] M. B. Panish, H. C. Casey: *Temperature Dependence of the Energy Gap in GaAs and GaP*, J. Appl. Phys. 40, 163 (1969).
- [40] E. Rozkotová: *Dynamika spinově polarizovaných nosičů náboje v polovodičích*, diplomová práce, MFF UK, Praha, 2007.
- [41] D. E. Aspnes, A. A. Studna: *Dielectric functions and optical parameters of Si, Ge, GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, and InSb from 1.5 to 6 eV*, PRB 27, 985-1009 (1983).
- [42] www.refractiveindex.info/?group=CRYSTALS&material=GaP k datu 15. 7. 2013.
- [43] H. Reichlová: *Ultrarychlá laserová spektroskopie feromagnetického polovodiče GaMnAs*, diplomová práce, MFF UK, Praha, 2010.

Seznam použitých zkratek

GMR- giant magnetoresistance neboli gigantická magnetorezistence

TMR- tunnel magnetoresistance neboli tunelovací magnetorezistence

FET- field-effect transistor neboli tranzistor řízený elektrickým polem

RAM- random access memory neboli paměť s přímým přístupem

MRAM- magnetic random access memory neboli magnetická paměť s přímým přístupem

MO jev- magnetooptický jev

MOKE- magnetooptický Kerrův jev

PKE- polární Kerrův jev

MCB- magnetic circular birefringence neboli magnetický kruhový dvojlom

CD- circular dichroism neboli kruhový dichroismus

MCD- magnetic circular dichroism neboli magnetický kruhový dichroismus

MLB- magnetic linear birefringence neboli magnetický lineární dvojlom

MLD- magnetic linear dichroism neboli magnetický lineární dichroismus

MBE- molecular beam epitaxy neboli epitaxe z molekulárních svazků

FWHM- full width at half maximum neboli pološířka